

310.565

VI.
1964

Atombi Közlemények

VI. kötet

1964.

1-2. szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1964. május

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: dr. Szalay Sándor egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: dr. Szalay Sándor elnök, Koltay Edéné titkár, dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Medveczky László.

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttműködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitűzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hű képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészítő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszűke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leírás célszerűtlen lett volna.

2. Elősegíti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegíti a világon folyó atommagkutatók eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények útján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és így tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcím: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcím: ATOMKI, Debrecen/.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

VI. kötet. 1964.

1-2. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK	Oldal
<i>SZALAY SÁNDOR - KOLTAY EDE:</i> Általános alapelvek egy tankrendszerü Van de Graaff generátor tervezéséhez	3
<i>KOVÁCH ÁDÁM:</i> Abszolút kormeghatározási módszerek hibaszámítása II. A kálium-argon módszer hibaszámítása	35
<i>NOVÁK DEZSŐ - ZSADÁNYI PÁL:</i> Hőszigetelők vizsgálata alacsony hőmérsékleten	51
MŰHELYÜNKBŐL, LABORATÓRIUMUNKBÓL	
<i>NAGY JÁNOS:</i> Nagyfrekvenciás ionforrás oszcillátoraink hatásfok viszonyai	61
<i>CSUKA IMRE - VENCSELLEI ISTVÁN:</i> Fotokémiai módszerekkel készített nyomtatott áramkörök és alkalmazásuk intézetünkben	65
<i>CSÁNKY LAJOS:</i> Előhívó berendezés tranzisztoros vezérlése	75
AZ INTÉZETBŐL 1963-BAN MEGJELENT KÖZLEMÉNYEK BIBLIOGRÁFIÁJA	77
INTÉZETI HIREK	91
MAGADATOK	97

ÁLTALÁNOS ALAPELVEK EGY TANKRENDSZERŰ
VAN DE GRAAFF GENERÁTOR TERVEZÉSÉHEZ

SZALAY SÁNDOR

KOLTAY EDE

Egy az ATOMKI-ban felépítendő 5 MV névleges feszültségű Van de Graaff generátor tervezésének első lépéseként irodalmi előtanulmányokat és modellméréseket kezdtünk a generátor tervezési alapelveinek tisztázására. A felhasználási terület követelményei szerint korszerű, tartósan üzemeltethető, kis sugárzási háttérű, mérsékelt targetáramu, maximális energiastabilitású berendezés felépítését tűztük ki célul. Az utóbbi évek generátorfejlesztési eredményeinek kritikai értékelése alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy a közbenső elektródok elhagyásával egyetlen légrésben oldjuk meg a nagyfeszültség szigetelését. Ilyen esetben a rendszeres szervizmunkák a generátor összeszerelt állapotában végezhetőek el, lényegesen egyszerűsödik a mechanikai felépítés, az alacsony sugárzási háttérű koronatriódás feszültségstabilizálás előnyösen alkalmazható. A szigetelő gáz nem lineáris elektromos szilárdsága nem jelent nehézséget az alkalmazásra kerülő nagy szigetelő közökre való áttérés ellenére. Elektrolit-tank méréseink szerint a nagyfeszültségű elektród szokásos félgömbalaku lezárását változó görbületű forgástest-lezárással helyettesítve lényegesen csökken a hengerelektrodból való átmenet helyén jelentkező tértorzulás. A generátor gyorsítócsővét ferde terű elektródelrendezéssel kívánjuk felépíteni. A párhuzamos lassu - gyors feszültségstabilizáló körök hibajelét referenciateres rotációs voltmérő illetve az analízáló mágnes kilépő résrendszere fogja szolgáltatni, a visszahatás a töltőáram illetve egy koronatriódán keresztül levett terhelőáram elektronikus vezérlésén keresztül történik. A tervezett generátorhoz speciális ionoptikai nyalábvezető rendszert kívánunk felépíteni.

B e v e z e t é s

A töltött részekkel keltett magfolyamatok vizsgálata az alacsony energiájú magfizika igen fontos kutatási területe. Ezen a területen egyrészt a rendelkezésre álló, magadatokra vonatkozó információhalmaz teljesebbé tétele és finomítása a feladat, másrészt éppen az utóbbi évek kutatásai vetettek fel olyan problémákat, amelyek a magfolyamatok mechanizmusának alapvető kérdésével kapcsolatosak. Az ATOMKI-ban, illetve a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetében eddig felépített magfizi-

kai gyorsítóberendezések [1] korlátozott lehetőséget nyújtanak ilyen irányú vizsgálatokra, maximálisan 1,8 MeV bombázó energiájú nyaláb előállítására alkalmazhatók.

Napirendre került az ATOMKI-ban a gyorsítópark fejlesztésének szükségessége. Az igények, illetve a magfizika fejlődése tendenciájának gondos felmérése alapján arra a megállapításra jutottunk, hogy a töltött részekkel kiváltott magreakciók magas színvonalu, nagypontosságú vizsgálatának céljaira a hazai lehetőségek figyelembevételével az Intézetnek egy mintegy 5 MV névleges feszültségű Van de Graaff típusu gyorsítóberendezés illetve gyorsítólaboratórium létrehozására van szüksége illetve ennek hazai megvalósítása látszik a legreményteljesebbnek.

Felmérésünk szerint a generátor illetve a gyorsítólaboratórium létesítésében az ATOMKI-nak kell vállalkoznia a generátor elvi tudományos tervezésére és a feladatokat részfeladatokra bontva tervező vállalatokkal való részletes műszaki megterveztetésére s iparvállalatokkal való kiviteleztetésére. A tankgenerátor egyedi konstrukcióban becslésünk szerint a beruházás megnyitásától számított mintegy 5 év alatt készülhet el annyira, hogy rajta a tudományos vizsgálatok megindulhassanak. Annak ellenére, hogy egy előre láthatólag 4 - 5 éves építési periodussal létesíthető s legalább 10 - 15 éven át üzemben tartandó laboratórium számára részletekbe menő, konkrét tudományos programot a tudomány fejlődésének nagy sebessége miatt nem lehet ma összeállítani, vázlatosan rögzítenünk kellett azokat a feladatokat, amelyek megoldásában a laboratórium üzembehelyezése után részt vehet. Egyrészt ugyanis tisztáznunk kellett, hogy ilyen típusu berendezések mintegy öt év múlva alkalmasak lesznek-e még élvonalbeli kutatás céljaira, másrészt a generátor tervezett felhasználási területe alapján lehet eldönteni, milyen specifikációs adatokat kell kitűznünk a generátor tervezésénél.

A reakciókban érintett magnivók adatainak meghatározása terén a mintegy huszonöt éve megindult adatgyűjtés ellenére ma is számtalan megoldatlan probléma van. Míg a kezdeti vizsgálatokban meg lehetett elégedni kvalitatív jellegű információkkal, jelenleg a mérési adatok maximális pontosságának elérése a cél. Az ilyen vizsgálatok módszerei a detektálás terén is igen sokat fejlődtek. A szcintillációs detektorok mellett a szilícium félvezető detektorok, sokcsatornás analizátorok és a kétdimenziós analízis az információk gyors és teljesebb gyűjtését teszik lehetővé. A mérés-technika rohamos fejlődése a tapasztalatok szerint szükségessé teszi a korábban elvégzett mérések felülvizsgálását illetve jobb mérés-technikai feltételek között, új szempontok szerinti megismétlését. Az ilyen irányú feladatokon tulmenően teljesen új, eddig nem vizsgált területet nyitnak meg a kereskedelmi forgalomban egyre nagyobb számban beszerezhető, korábban rendelkezésre nem álló szeparált stabil izotópok, esetleg különleges mérés-technika alkalmazásával a hosszú felezési idejű mesterséges radioaktív magok.

A reakciómechanizmusok vizsgálata mintegy egy évtizede újból az érdeklődés homlokterébe került, de széles körben csak az utóbbi néhány évben kezd elterjedni. Ezen a területen kevés kísérleti adat áll jelenleg rendelkezésre, s rendszerint nem kielégítő pontossággal, hiányos információ-készlet formájában. Ezek a kísérletek a finom magszerkezeti kutatás feltételeihez hasonló feltételek között végezhető, így a tervezett generátor ilyen irányú feladatok megoldásában is hasznosítható. Figyelembe véve a hazánkban rendelkezésre álló elektronikus számítógép-park jelenlegi állapotát és várható perspektivikus fejlesztését, reálisan lehet számítani arra, hogy a generátor tervezett üzembehelyezésének időpontjára a reakciómechanizmusokkal kapcsolatos mérési adathalmaz elméleti feldolgozása rutinszerűen elvégezhető lesz.

Az elmondottak alapján arra a következtetésre jutottunk, hogy a Van de Graaff típusu részecskegyorsítók által nyújtott mérés technikai lehetőségek a következő évtizedben biztosítják egy szűkebb területen az élvonalbeli magfizikai kutatás lehetőségeit. Természetesen számolni lehet azzal is, hogy a jövőben felismerésre kerülő új törvényszerűségek, illetve kialakuló új problémakörök és kutatási irányok újabb feladatokat rónak az ilyen típusú berendezésekre. Másrészt viszont a vizsgálatok adatgyűjtő jellege miatt nem kell attól tartanunk, hogy egy új, jövőbeli felismerés az ilyen irányú további vizsgálatokat egycsapásra fölöslegessé tehetné.

A fenti vázlatos célkitűzés a generátor létrehozását indokolttá teszi és egyben az azzal szemben támasztandó műszaki követelményeket is többé-kevésbé meghatározza. Ezeket szem előtt tartva a generátor tervezésénél a következő általános jellemző követelményeket kell támasztanunk:

1./ A generátor csak mintegy öt év múlva kerülhet tényleges magfizikai vizsgálatokban való felhasználásra. Emiatt a tervezés során gondosan ügyelnünk kell arra, hogy a legkorszerűbb szerkesztési megoldásokat kövessük, amelyek az utóbbi években lettek ismeretessé és a jövő fejlődési irányát mutatják. Csak így biztosítható, hogy a generátor felépülésének időpontjára ne váljék technikailag elavulttá. Ellenkező esetben nem állná meg a versenyt a modernebb elvek alapján szerkesztett nagyobb teljesítményű berendezések mellett.

2./ Célszerű a generátort úgy megszerkeszteni, hogy javítása, karbantartása minél kevesebb időt vonjon el a tényleges észlelésre fordított hasznos időből. A pontosság követelményeit is szem előtt tartva a legegyszerűbb, és minden oldalról könnyen hozzáférhető szerkezetekre kell törekednünk. Igen fontos, hogy bizonyos rendszeres karbantartó műveletek, pl. az ionforrás gáztartályának cseréje csak a lehető legrövidebb kiesést okozzák az üzemidőben.

3./ Számolnunk kell azzal, hogy többnyire kis intenzitású magfolyamatokat kell lehetőleg nagy pontossággal, azaz jó statisztikával észlelnünk. Nagyon fontos ezért a generátort úgy megszerkeszteni, hogy a különféle zavaró háttér-sugárzások erőssége lehetőleg kicsi legyen. Kis intenzitású, de nagyon jól stabilizált energiájú, jól fókuszált ion-nyalábot kell alkalmaznunk és a gyorsítócsövet úgy kell megszerkeszteni, hogy a szórt ionok beütközéséből származó szekunder elektronok visszafama, az általuk keltett röntgen- és gamma-, valamint a szórt ionokból eredő neutronsugárzási háttér lehetőleg kicsi legyen. Kis relatív intenzitású részecskecsoportok kielégítő statisztikájú kimutatása illetve energiájuk és más jellemzőik mérése ugyanis csak alacsony sugárzási háttér mellett képzelhető el. A háttérszint határozza meg az adott típusú vizsgálatok számára hozzáférhető minimális intenzitást.

4./ Figyelembe véve a töltött részek energiaspektrumának mérésénél használt elektronika és a sokcsatornás analizátorok működési sebességét, a használandó igen vékony céltárgyak és esetleges hátlapfóliák bombázásánál megengedhető áramsűrűség-korlátozásokat, nem lehet cél nagy intenzitású bombázó nyaláb előállítás. Az áramkorlátozást az ionforrásnál elvégezve a sugárzási háttér csökken. Kisebb lesz a gyorsítócsővel párhuzamos feszültségosztó áramigénye, csökkenthető a rövidzárlati áramigény, s ezáltal azonos méretek mellett a nagyobb üzembiztonsággal járó alacsonyabb szalagsebesség alkalmazása megengedhető. Elkerülhetők a visszafutó szalagág töltésének technikai nehézségei is. A gyorsított áram intenzitásának csökkenésével együtt csökken a gyorsítócső belsejében végbemenő szekunder elektron folyamatok káros hatása a szigetelhető maximális feszültségre.

5./ A konkrét specifikációs adatoknál figyelemmel kell lenni a jelenleg elérhető legjobb energiastabilitásra illetve energiafelbontásra.

A vázolt tudományos feladatok és általános elvek alapján a generátorral a következő követelményeket szeretnénk teljesíteni:

Feszültségintervallum	1,5 - 5 MeV
Szigetelő gázközeg	18 - 20 Atmoszféra nyomású ($H_2 + CO_2$) keverék
Feszültségmérés	Durva mérés: magreakciókkal hitelesített referenciateres rotációs voltmérővel Pontos mérés: magreakciókkal hitelesített eltérítőmágnes mágneses terének mérése alapján
Feszültségstabilitás és energiadefiniáltság	0,02 %
Feszültségstabilizálás	referenciateres rotációs voltmérőről, illetve nagyfelbontóképességű mágneses analizátor kimenő réséről nyert hibajelekkkel vezérelt automatikus lassu-gyors szabályozás, visszahatás közvetlenül a nagyfeszültségű elektródra járulékos röntgen háttér keltése nélkül, koronatrióda segítségével.
Elektrosztatikai rendszer	közbenső elektródák nélküli megoldás
Gyorsítócső	1 drb gyorsítócső iongyorsításra, lehetőség szerint ferde terű konstrukció az elektronvisszáram kiküszöbölésére.
Maximális ionáram	direkt nyalábban: 5 - 10 μA , analizált nyaláb a targeten: 1 μA .
Mágneses analizátor	0,01 % nagyságrendű felbontóképességet biztosító 90° -os eltérítő mágnes hasonló pontosságu térintenzitás-méréssel.
Kapcsolómágnes	az analizált ionnyaláb több munkahelyre való vezetéséhez.
Nehéz részecske spektrográf	a targetből kilépő töltött részek precíziós energiamérésére. Szögeloszlás mérések szempontjából szükséges a berendezés forgatható felépítése egy a targeten a bombázó nyaláb irányára merőleges tengely körül. Megvizsgálandó egy sokcsatornás berendezés felépítésének lehetősége, különböző irányokban egyidőben elvégzendő mérések céljaira.
Vákuumrendszer	frakcionáló típusú olajdiffúziós szivattyúk és cseppfolyós nitrogénes kifagyasztó csapdák alkalmazása. A teljes vákuumrendszer a gyorsítócső vákuumrendszerére, az eltérítőkamra vákuumrendszerére és a targetszerelvények vákuumrendszerére választható szét, mindhárom rendszerben önálló szivattyúrendszerekkel. Vákuumigény $\sim 10^{-6}$ Hgmm.

A következőkben a rendelkezésre álló irodalmi adatok kritikai áttekintése, saját előzetes tapasztalataink és kísérleti vizsgálataink alapján azokról az alapvető tudományos és műszaki elképzelésekről adunk számot, amelyek a modern generátorszerkesztési elvek alapján kiindulásul szolgálnak a generátor tervezésénél. A munka jellegének megfelelően nem törekszünk teljességre; a generátor tervezésével és felépítésével kapcsolatos igen sok részfeladat közül csak azokra térünk ki részletesebben, amelyekkel kapcsolatban speciális hazai körülmények, a megoldásnál követendő elképzelések ujszerűsége vagy egyéb szempontok alapján ezt indokoltnak látjuk.

Á l t a l á n o s e l r e n d e z é s i k é r d é s e k

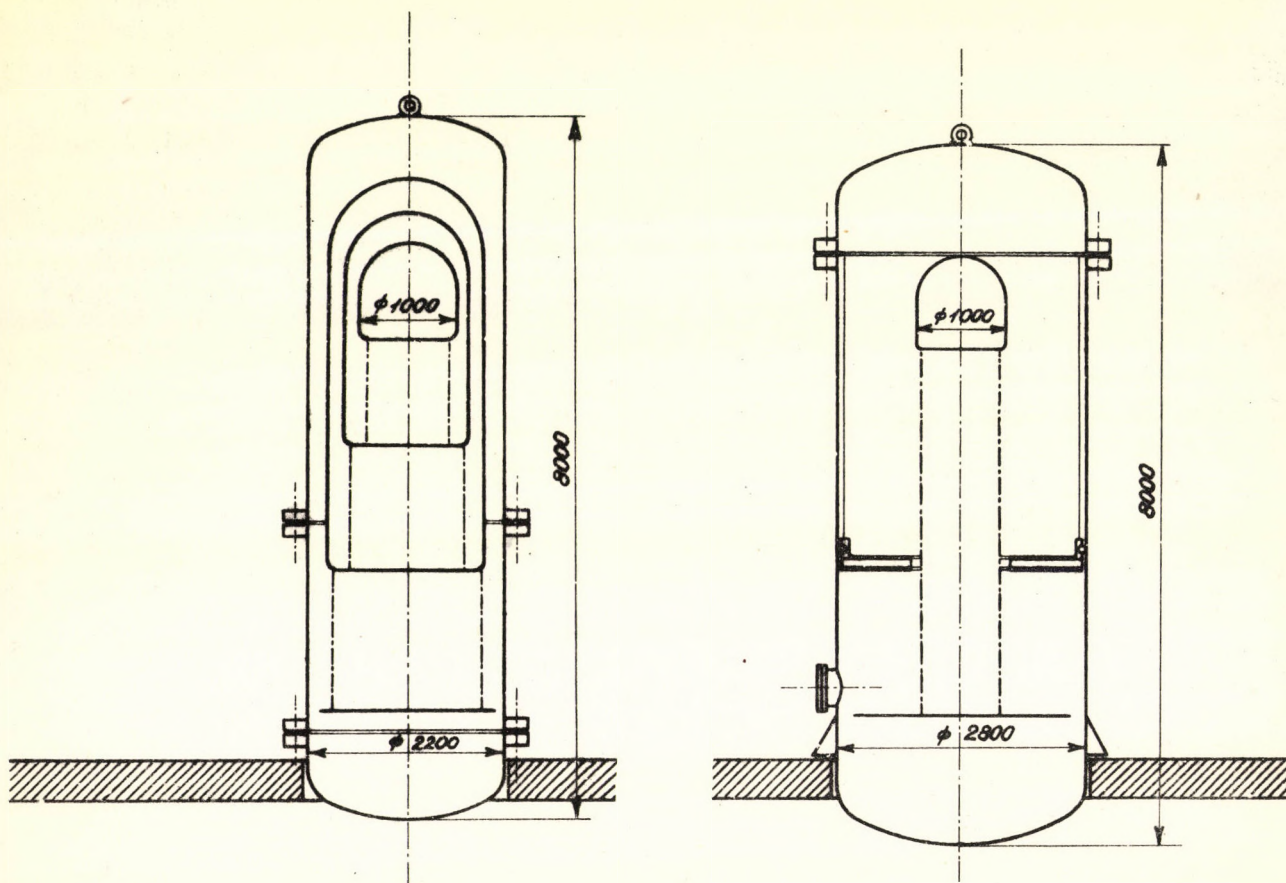
Az elektrosztatikus generátorok fejlesztése terén a legutóbbi években elért jelentős új eredmények figyelembevételével azt lehet mondani, hogy az ilyen típusú gyorsítók konstrukciójára jelenleg két különböző irányzat van. A régebbi, a negyvenes években kialakult módszer a nagyfeszültségű elektród és a földelt tank közötti teret több, ún. közbenső elektród közbeiktatásával szakaszokra bontja, s ilymódon megkönnyíti az elektródok magas feszültségének szigetelését [2]. Az említett közbenső elektródok megfelelő méretezése mellett az adott tankméret és tanknyomás mellett elérhető maximális feszültség lényegesen növelhető. Az elektródák közbehelyezése a mondott előnyös hatás mellett azonban a konstrukció komplikálódására vezet, ami a felépítés és az üzemeltetés nehézségeit lényegesen növeli.

Az újabban felépített - laboratóriumi vagy kommerciális - tankgenerátoroknál egyre inkább előtérbe kerül az a törekvés, hogy a megbízhatóbb működés és a generátorok hasznos munkaidő kapacitásának növelése érdekében inkább a szerkezeti egyszerűség követelményeit tartják szem előtt, s a közbenső elektródákat elhagyják. Az így fellépő nagyobb szigetelési problémát a tank méreteinek, s az alkalmazott szigetelő gáz nyomásának növelésével oldják meg [3-8]. Tekintettel arra, hogy a nagynyomású tank jelenti konstrukciós és kivitelezési szempontból a generátor legdurvább szerkezeti részét, amelyik egyszeri sikeres üzembehelyezés után nem igényel további különleges karbantartási, szabályzási vagy egyéb beavatkozást, közvetlenül szembetűnő az újabb konstrukciós elv alapvető előnye.

A kétféle elven felépített generátorok tipikus példájaként az 1. ábrán megadjuk egy két közbenső elektródás konstrukció és egy közbenső elektród nélküli elrendezés vázlatos rajzát. A rajz méretarányai a tényleges méretviszonyokat szemléltetik, a két generátor azonos névleges feszültségre van tervezve. (Az 1/b ábra méretei egyben az ATOMKI által tervezett 5 MV-es generátor tervezési adatainak felelnek meg.)

Az 1. ábrára hivatkozva megemlítünk néhány olyan gazdaságossági, műszaki és üzemeltetési szempontot, amely önmagában is elegendő indok arra, hogy az ATOMKI tervezett generátoránál a közbenső elektród nélküli konstrukció megvalósítása mellett döntsünk.

1./ Minthogy a sokelektrodás esetben az elektródák és a tank között csak mintegy 20 - 30 cm-nyi légrések vannak, ilyen elrendezés mellett a berendezés szabad téren szerelendő össze, s csak a közbenső elektródák egymás utáni beemelése után helyezhető rá a tank az elektróda rendszerre. Ez a körülmény egyben azt jelenti, hogy a generátorcsarnok összmagassága meg kell, hogy haladja a mintegy 7 méteres elektród-



1. ábra. 5 MV névleges feszültségű generátorok méretviszonyai a./ két közbenső elektródás elrendezés b./ az ATOMKI tervezett generátora, közbenső elektródák nélkül. Szembetűnő a b./ eset szerkezeti egyszerűsége s a csökkent épületmagasság-igény.

magasság és a tank felső részének hasonló magassága összegét. Ezzel szemben az egy elektródás elrendezésben a külső és belső sugarak nagy különbsége (mintegy 80 cm) belső szerelést enged meg, a tartály tehát fent bontható, s nincs szükség a magas felső rész beemelésével járó többlet-épületmagasságra. Ezzel a megoldással a gyorsítócsarnok szükséges belső magassága mintegy 5 méterrel csökkenthető.

2./ Lényeges mechanikai egyszerűsítéssel jár a két, rozsdamentes acélból készített, kívül-belül tükörfényesre polirozandó közbenső elektród elhagyása. A több elektródás elrendezésben pl. mintegy 75 m² elektródfelület kifogástalan polirozására van szükség, ezzel szemben a közbenső elektród nélküli megoldásban ez az érték 3,5 m² külső felületre csökken. Elesik ennél a megoldásnál a három nagyméretű elektród szigoruan koaxiális szerelésének problémája, elesik az elektródák készítésénél felhasznált présszerszámokkal kapcsolatos igen tetemes többletköltség is. Az elektródákat tartó szigetelő oszlop mechanikai igénybevétele csökken. Az oszlop teljes hosszában azonos keresztmetszetű, így a szükséges nagyszámu ekvipotenciális gyűrű, illetve nivólemez egyforma legyártása szintén egyszerűsítést jelent a közbenső elektródos megoldáshoz szükséges három különböző méretű sorozat legyártásával szemben.

3./ A generátor nagyfeszültségű elektródjában elhelyezett elektromos, elektronikus és mechanikai egységek javítása, vagy a szabályos üzemen is mintegy 200 – 300 üzemóránként szükséges szerviz egyelektródás megoldásnál a tartály bontása nélkül megoldható a nagynyomású gáznak a tárolótartályba való átkomprimálása után. A tank alsó részén elhelyezett bebuvó nyílás kinyitása után ugyanis a nagyfeszültségű elektróda közvetlenül hozzáférhető. Ezzel szemben a sokelektródás kivitelnél a nagynyomású tartály felső részének és a két közbenső elektródnak leemelése után juthatunk csak a nagyfeszültségű elektródhoz. A generátor újbóli üzembehelyezéséhez szükséges hosszú szerelési munka, s a nagyméretű elektródok, illetve a tank beemelését kísérő légmozgás igen sok szennyeződési lehetőséget rejt magában. Viszont köztudomású, hogy a nagyfeszültségű berendezések stabil működését igen sok esetben jelentéktelennek látszó szennyeződések (por, textilrostok, stb.) teszik lehetetlenné. (Példaként megemlíthetjük, hogy a koppenhágai egyetemi Elméleti Fizikai Intézet Van de Graaff II. jelzésű 4,5 MeV-es gyorsítójánál [9], ahol ilyen közvetlen szerelési lehetőség szintén biztosítva van, az ionforrás gázpalack cseréje – a tank belevegőzését és újbóli komprimálását is beszámítva – mintegy 15 óra alatt elvégezhető, s a tartály felső részének leemelésére az utóbbi négy év alatt (mintegy 8000 – 10000 üzemóra) egyáltalán nem került sor.)

4./ Egy további körülmény szorosan összefügg a sugárzási háttérrel s a stabilitással kapcsolatos specifikációs követelményekkel, melyek szerint a megkívánt magafoku stabilitást a generátor gamma- és röntgen háttérének alacsony szintre való leszorításával egyidőben kell biztosítani. Ez a követelmény lehetetlenné teszi a visszafutó elektronáram vezérlését hasznosító szabályzórendszer alkalmazását, s a gáztéren keresztüli szabályzó hatás alkalmazását teszi szükségessé. Ilyen stabilizáló rendszerek működését azonban a közbenső elektródok jelenléte rendszerint bizonytalanná teszi és meglasztja. A közbenső elektródák nélküli berendezéseknél a gáztéren keresztüli szabályzás kifogástalan eredményeket biztosít.

5./ Mint azt látni fogjuk, technikai követelmények lehetetlenné teszik, hogy a közbenső elektródák méreteit az optimális viszonyoknak megfelelően válasszuk meg, s teljes egészében kihasználjuk a közbenső elektródok beiktatása által elvileg megengedett térerősségcsökkentést. Másrészt a tapasztalat azt mutatja, hogy a közbenső elektródokon megkívánt részfeszültségek beállítása különböző okok miatt nem biztosítható

kielégítő, időben állandó módon. Néhány ilyen zavaró körülmény:

a./ a nagyfeszültségű elektród közelében fellépő röntgen sugárzás által keltett ionizációs áramterhelés;

b./ az egyes elektródák előre figyelembe nem vehető módon jelentkező koronaáramok;

c./ sok generátornál a sokelektrodás konstrukció ellenére is használt, gáz-
térén át való feszültségstabilizálás révén fellépő terhelőáram a legkülső elektródán;

d./ a gyorsítócső egyes elektródáinak az előfókuszáló- és gyorsító feszültséggel változó, az ionforrás működési viszonyaitól függő egyenlőtlen terhelése.

Mindez azt jelenti, hogy a generátor elektromos viszonyai működés alatt elkerülhetetlenül eltérnek a tervezett optimális viszonyoktól. Az említett nehézségek részben csökkenthetők az osztóláncban folyó áram jelentős növelésével, ez esetben azonban a töltésfelvitellel kapcsolatos nehézségek növekszenek.

6./ A tank belső falán fellépő térerősség a közbenső elektródos elrendezésnél mindig magasabb, mint a megfelelő egyelektrodás generátornál. Az 1. ábra esetén a két említett térerő viszonya 1,6. Tekintettel arra, hogy a tankfalak elektrosztatikai értelemben kielégítő egyenletessége csak különleges és költséges technológiai eljárások alkalmazásával volna biztosítható, célszerű a tankfelületen megengedett térerősség alacsony értéken való tartása.

A felsorolt előnyös tulajdonságokkal szemben az egyelektrodás konstrukció esetén a következő többlet-nehézségekkel kell számolnunk:

1./ a nagyobb tankmérettel együttjáró esetleges gyártási nehézségekkel;

2./ azzal a közvetlen mérésekkel el nem döntött problémával, hogy a szigetelő gáz nem lineáris szigetelési tulajdonságai következtében nem jelentkezik-e előre nem látott nehézség a régebbi generátoroknál megszokott 20 - 30 cm-es szigetelési közökről 80 cm nagyságrendű távolságokra való áttérésnél.

A generátor-tank műszaki tervezésére a [10] alatt felsorolt szabványok s a bennük idézett további részletek egyértelmű utasítást tartalmaznak. Ezek alapján elvégzett, itt nem részletezett számítások azt mutatják, hogy a kiadódó falvastagságok, darabsúlyok illetve hegesztési előírások nem vezetnek olyan követelményekhez, amelyeket a hazai iparvállalatok ne tudnának teljesíteni a következő főbb adatokkal tervezett tartály esetében:

össz tartálymagasság	8000 mm
külső átmérő	2800 mm
üzemi nyomás	18 - 20 atmoszféra
felső és alsó lezárás	mélydomborítású kosárgörbeidom edényfenék
tartály bontása	felső csúcspont alatt 1000 mm-el bontható, peremes csatolás
bebuvónyílás	az alsó fenék övrésze fölött elhelyezve

A gáz átütési szilárdságának nem lineáris jellegével kapcsolatos kérdéssel a következő fejezetben részletesen foglalkozunk.

E l e k t r o s z t a t i k a i k é r d é s e k

Az 1. ábrán adott vázlat szerint a Van de Graaff generátorok nagyfeszültségű elektródja és esetleges közbenső elektródjai páronként olyan elektródrendszert képvi-

selnek, amelyek két szomszédos elektróda közötti közt tekintve koaxiálisan szerelt és félgömbökkel lezárt hengeralaku felületek alkotnak. A generátor maximális feszültsége egyenlő azzal a feszültséggel, amelynél az elektródrendszer legerősebben igénybevett pontján fellépő térerősség egyenlővé válik a környező szigetelő közeg (itt gáz) átütési vagy átívelési szilárdságával. Eltekintve itt a generátor szigetelő oszlopának jelenlététől vizsgáljuk a következőkben az említett elektródközben fellépő térerősségek problémáját. Mivel a lehető legnagyobb feszültségek szigetelése a cél, ideális megoldásként olyan konstrukcióra kell törekednünk, amelynél egy-egy elektródán fellépő térerősség az elektród minden pontján azonos abszolút értékű; ez esetben ugyanis minden pontban azonos feszültség mellett érjük el az átütési szilárdságnak megfelelő térerősséget, s a maximális feszültséget nem egy-két, magasan az átlagos felé emelkedő igénybevételű pont fogja korlátozni. Ilyen szempontból a hengeres és gömbi terrek együttes szerepeltetése nem mondható szerencsésnek a hengeres és gömbi elektródközök különböző térszerkezete miatt. Látni fogjuk, hogy a gömbi térben a hengereshez képest egy β nagyságú többlet-igénybevételi tényező lép fel a két egymásra merőleges síkban jelentkező görbület következtében: A β tényezőre

$$\beta = \frac{E_G}{E_H} = \frac{\log(1/x)}{(1-x)} \quad /1/$$

áll, ahol $x = r_i/r_{i+1}$

E_H = a hengerpaláston fellépő térerő

E_G = a tiszta gömbi tartományban fellépő térerő.

Ez a tényező azt mutatja, hogy a gömbszimmetrikus elektródrendszerben fellépő maximális térintenzitás β -szorosa a megfelelő hengeres térbeli adatnak, a gömbi térrészben és a hengeres térrészben fellépő térerő azonos sugarak mellett mindég $E_G > E_H$ viszonyban áll.

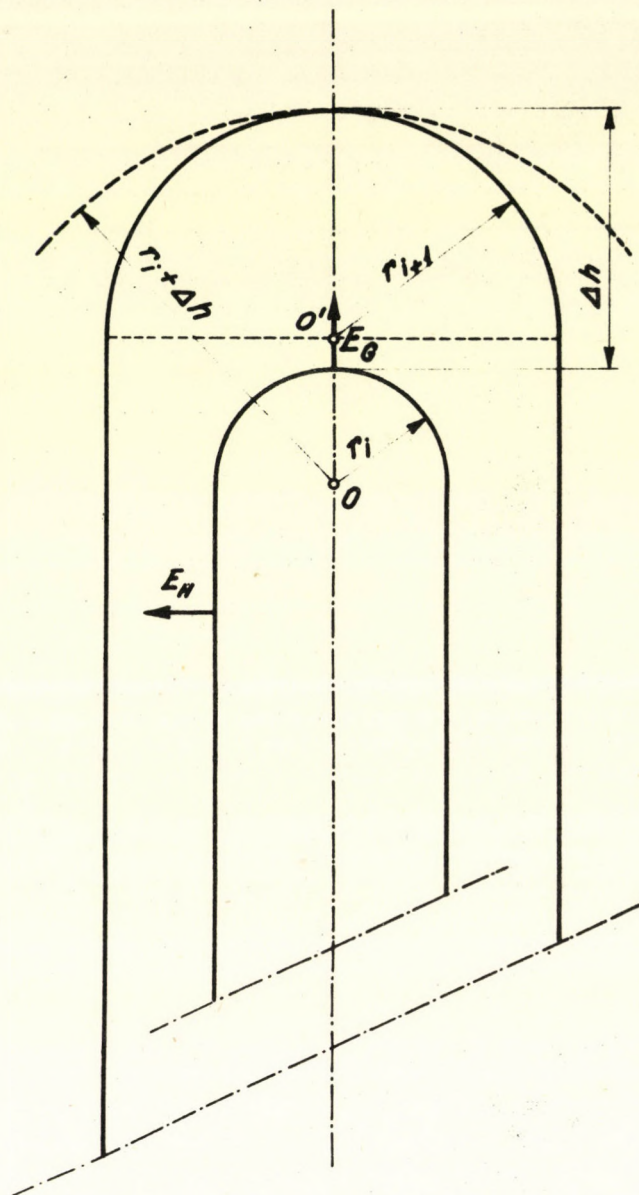
Valter és Cügikalo [11] szerint ez a térerősségtöbblet minden $r_i/r_{i+1} > 1/e$ esetben eliminálható a 2. ábrán vázolt módon: a r_{i+1} sugaru külső henger elektródot r_{i+1} sugaru félgömbbel kerekítjük ugyan le, de a félgömb középpontját a r_i sugaru félgömb középpontjából kifelé eltoljuk oly módon, hogy a két gömbfelület távolsága a csúcspontok irányában ($R-r$) helyett egy olyan Δh távolság, amely az ábrán jelölt E_G és E_H térerősségek egyenlőségének megkövetelése alapján közelítőleg kiadódó

$$\Delta h = \frac{\ln \frac{r_{i+1}}{r_i}}{1 - \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}} \cdot r_i \quad /2/$$

formulából számítható. Azt lehet tehát mondani, hogy minden $r_i/r_{i+1} > 1/e$ esetre megadható olyan Δh érték, amely mellett a térerősségekre szabott fenti követelmény teljesül.

Az elmondottak alapján a főbb konstrukciós problémák tárgyalásánál henger-szimmetrikus elektródrendszerek elektrosztatikai sajátságaiból indulhatunk ki, te-

kintettel arra, hogy a csatlakozó gömbszimmetrikus lezárások térnövelő hatása a mondottak szerint a göbbsüveg tetején kompenzálható. Minthogy azonban a térintenzitások egyenlősége ezzel a módszerrel csak a hengerpaláston és a gömbi rész csúcspontján biztosítható, a tényleges tervezésnél figyelemmel kell lennünk arra is, hogy a hengeres rész és a félgömb csatlakozásánál, illetve a nagyfeszültségű elektródnak a



2. ábra. Az E_G és E_H térintenzitások kiegyenlítése a félgömblezárások excentrikus beállítással. A szükséges Δh értéket a /2/ formulából számíthatjuk [11].

szigetelő oszlophoz való csatlakozásánál olyan tértorzulások lépnek fel, amelyek pontos figyelembevétele és esetleges kompenzálása további különleges eljárásokat igényel.

Tekintsünk át vázlatosan nagynyomású gáztérben elhelyezett hengerszimmetrikus elektrórendszer szigetelési viszonyaival kapcsolatban néhány elektrosztatikai és elektromos szilárdságtani kérdést.

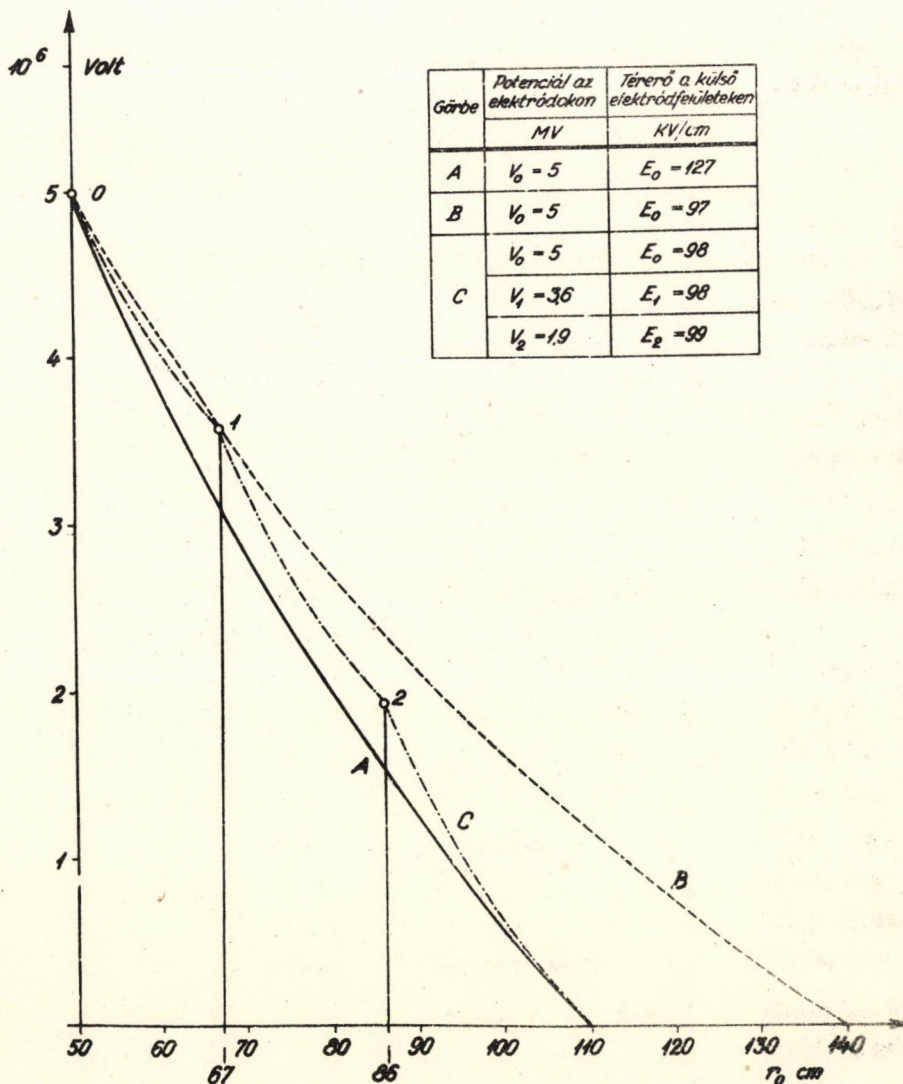
Két koaxiális, R illetve r_0 sugaru henger között a potenciál a két hengerfelület között változó ρ radiális koordináta függvényében

$$V = V_0 \frac{\ln R/\rho}{\ln R/r_0} \quad /3/$$

szerint változik, azaz a tér inhomogén. A térerősséget ρ függvényében az

$$E = \frac{V_0}{\rho \ln R/r_0} \quad /4/$$

kifejezés írja le. Tekintettel arra, hogy adott szigetelő közeg - esetünkben adott összetételű és adott állapotú gázkeverék - csak egy meghatározott E_D átütési szilárd-



3. ábra. Potenciáeloszlás és maximális térerősség értékek. A. az 1/a ábra esetében, a két közbenső elektród elhagyásával, B. az 1/b ábra esetében, C. az 1/a ábra esetében.

ságig vehető igénybe (E_D értékének az elektródák közötti $(R - r_0)$ távolságtól való függésével később foglalkozunk, s itt csak feltesszük, hogy ez a függés nem befolyásolja lényegesen megfontolásainkat), az adott elektródaelrendezés a szigetelő közeg rögzített választása mellett korlátozza az elérhető maximális feszültséget.

A formula által leírt kvantitatív viszonyok szemléltetésére a 3. ábrán folytonos vonallal feltüntetjük a ($r_0 = 500 \text{ mm}$, $R = 1100 \text{ mm}$) értékpárral jellemzett hengerszimmetrikus elektródaelrendezés esetére vonatkozó potenciáeloszlást, s megadjuk a belső elektród külső felületén fellépő, a maximális feszültségértéket megszabó térerősségértéket 5 MV elektródfeszültség esetére. Amennyiben a görbe induló meredeksége, azaz a megadott maximális térerősség túllépi a tervezésnél megengedhető átütési szilárdságot, a felvett feszültségre való szigetelést két eljárással lehet biztosítani:

1./ r_0 és R megfelelő arányu növelésével /4/ nevezője növelhető; a szaggatott vonalnak megfelelő laposabb görbe az ($r_0 = 500 \text{ mm}$, $R = 1400 \text{ mm}$) értékpárral megadott esetnek felel meg. Ez az eset megközelíti az ATOMKI által tervezett generátor geometriai viszonyait.

2./ Az adott r_0 és R sugaru hengerek közé egy vagy több hengert iktatunk be koaxiális elrendezésben, s ezek potenciálját a hengeres tér spontán potenciálesése által megszabott érték fölé emeljük. A 3. ábra pontozott görbéje a következő adatokkal rögzített elektródaelrendezés esetére adja meg a potenciál sugármenti változását, s az elektródák külső felületén fellépő térerőket:

$$r_0 = 500 \text{ mm}; \quad r_1 = 670 \text{ mm}; \quad r_2 = 860 \text{ mm}; \quad R = 1100 \text{ mm};$$

$$V_0 = 5 \text{ MV}; \quad V_1 = 3,57 \text{ MV}; \quad V_2 = 1,09 \text{ MV}; \quad V = 0 \text{ MV}$$

Utóbbi adatok az 1.a. esetnek nevezett 5 MV névleges feszültségű generátor mérét- és feszültségviszonyainak felelnek meg. Mint látható, a térerősség mind a nagyfeszültségű elektródon, mind a közbenső elektródokon a kritikus átütési érték alá csökkenthető. Több közbenső elektród közbeiktatásával további maximális térerőscsökkenés érhető el, azonban a mondott hatás egyre kevesebb javulást eredményez a rendszer szigetelésében.

Tekintsük kissé részletesebben az említett két elektródaelrendezési esetet:

α ./ A közbenső elektród nélküli elrendezésre keressük annak feltételét, hogy rögzített R esetén r_0 változtatásával minimális értékre áll be a belső elektródon fellépő, azaz a szigetelést megszabó térerősség. A /4/ egyenletből a belső elektród optimális sugara, szélsőértékszámítással az

$$-\frac{\partial E}{\partial r_0} = 0$$

egyenletből

$$\frac{R}{r_0} = e \quad /5/$$

ahol e a természetes logaritmus alapszáma. A 4. ábra [12] "0 közbenső elektród" jelzésű görbéje a vizsgált esetre vonatkozóan szemlélteti a térerősség függését a r_0/R

viszonytól. Annak érdekében, hogy a V_0 elektródfeszültségtől és a tényleges R sugártól függetlenül használható grafikont nyerjünk, az ordinátatengelyen az

$$\zeta = E \cdot \frac{R}{V_0} \quad /6/$$

menyiséget adtunk meg, ebből V_0/R -el való szorzással E minden esetre egyszerűen meghatározható. Mint látható, a minimum valóban $r_0/R = 1/e$ értéknél lép fel, ettől bármely irányban távolodva a térerősség növekszik. A növekedés csak a $0,3 - 0,5$ intervallumhatárokon kívül válik számottevővé.

β./ Tekintsük egy közbenső elektród hatását a kialakuló térre. A teljes V_0 feszültségkülönbséget a közbenső elektród alkalmazása két részre osztja; V_1 és $V_0 - V_1$ részfeszültségekre. Ennek megfelelően a belső (r_0 sugaru) elektródon és a közbenső (r_1 sugaru) elektródon fellépő térerősségek

$$E_0 = \frac{V_1}{r_0 \ln \frac{r_1}{r_0}} \quad \text{illetve} \quad E_1 = \frac{V_0 - V_1}{r_1 \ln \frac{R}{r_1}} \quad /7 \text{ a, b}/$$

Az r_1 optimális értékére keresünk feltételt. Ez nyilván olyan osztásnak felel meg, amelynél $E_0 = E_1 = E$ (akkor ugyanis egyik elektród sem korlátozza a szigetelendő feszültséget a másiknál jobban). A felírt két térerősségből V_1 eliminálásával a közös E térerő

$$E = \frac{V_0}{r_0 \ln \frac{r_1}{r_0} + r_1 \ln \frac{R}{r_1}} \quad /8/$$

r_0 és R adott értékeinél.

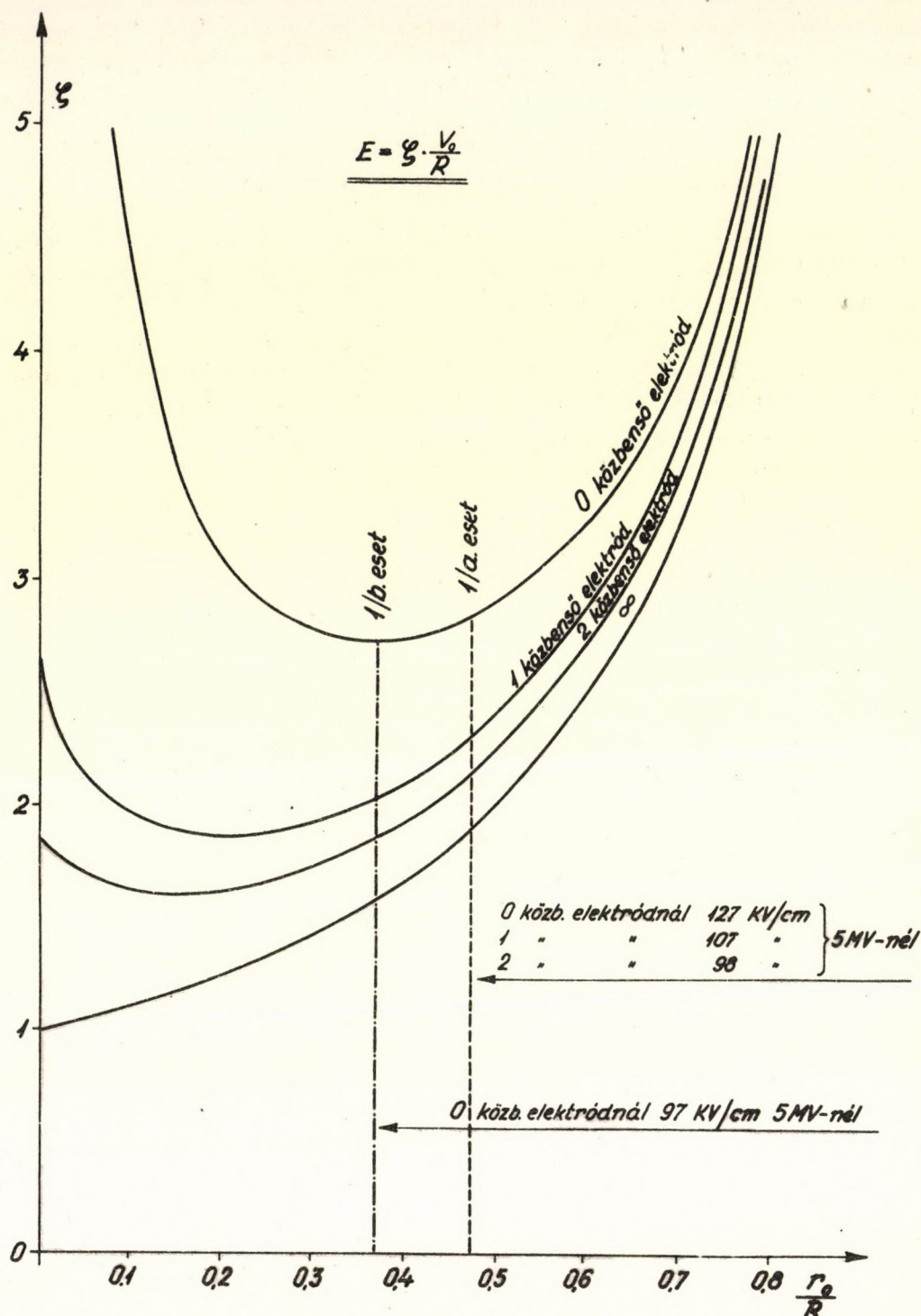
Innen r_1 optimális értéke ismét szélsőértékszámítással nyerhető. Az

$$\frac{\partial E}{\partial r_1} = 0$$

egyenletből

$$\frac{R}{r_1} = e^{(1 - \frac{r_0}{r_1})} \quad /9/$$

feltételi egyenlet adódik r_1 -re. A 4. ábra 21 közbenső elektród" jelzésű görbéje ilyen feltételt kielégítő közbenső elektród-méretnél fellépő térerősséget adja meg az r_0/R függvényében. Figyelemreméltó az a körülmény, hogy az optimális térvizonyok kialakításához szükséges r_0/R érték egy közbenső elektród esetén mintegy 0,2-re csökken a közbenső elektród nélküli elrendezés $1/e = 0,37$ értékével szemben.



4. ábra. A térerővel arányos ζ faktor függése a geometriai viszonyoktól koaxiális hengerelektrodákból felépített rendszereknél. A. r_0 sugaru belső és R sugaru külső elektród rendszere, B. az A. rendszer egy /9/-et kielégítő közbelső elektróddal kiegészítve, C. az A. rendszer egy /10a,b/-t kielégítő közbelső elektrópárral kiegészítve, D. végtelen sok közbelső elektróddal kiegészített rendszer [9]. Mint az 1. ábra két esetének megfelelő bejelölt egyenesek mutatják, a két közbelső elektróddal felépített generátorok technikai okokból jelentősen eltérnek az optimális elektrosztatikai viszonyokkal számukra előírt $r_0/R = 0,15$ méretviszonytól.

γ./ Hasonló megfontolással két közbenső elektród esetére nyerhetők az optimális elektródelrendezést reprezentáló r_1 és r_2 közbenső elektród-sugarak az

$$\frac{r_2}{r_1} = e^{(1 - \frac{r_0}{r_1})}; \quad \frac{R}{r_2} = e^{(1 - \frac{r_1}{r_2})} \quad /10 \text{ a, b/}$$

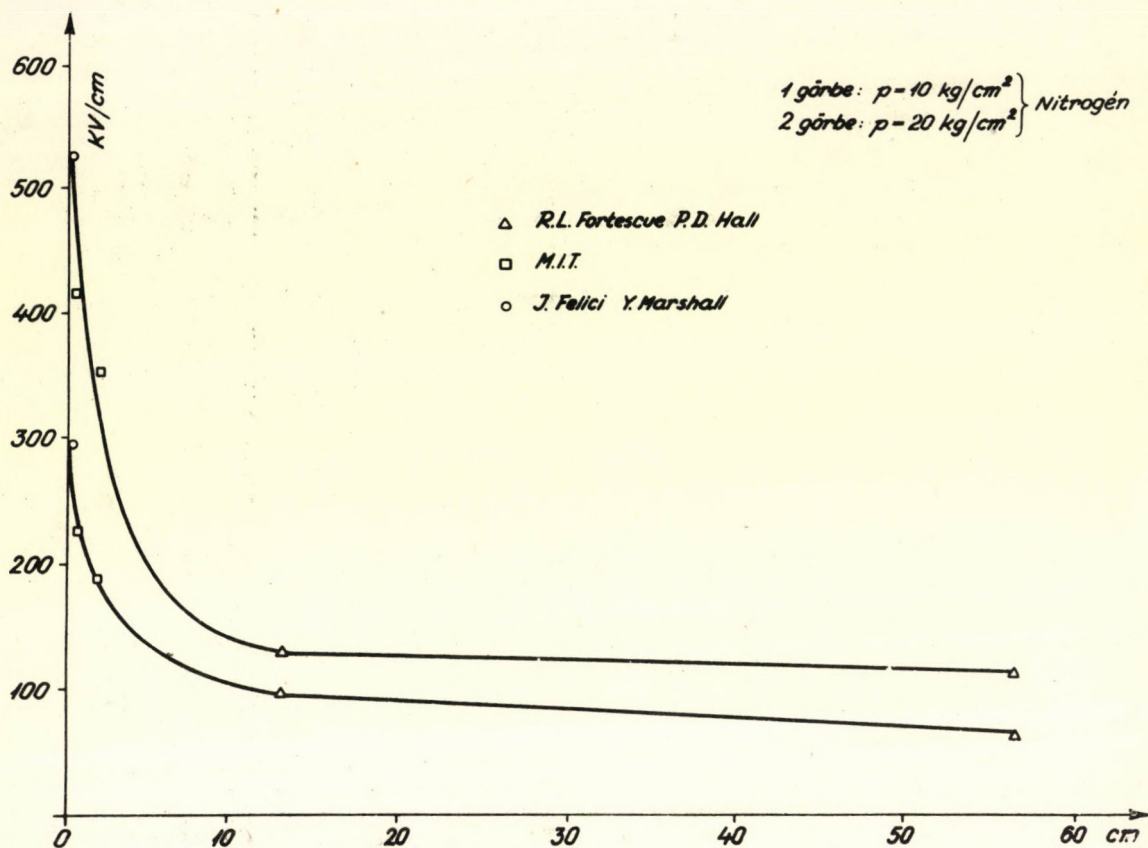
egyenletekből, adott r_0 és R értékek esetén. A 4. ábra "két közbenső elektród" jelzésű görbéje ilyen feltételeket kielégítő közbenső elektródméreteknél adja meg a fellépő térerősség értékeket r_0/R függvényében. Ebben az esetben két körülményre hívjuk fel a figyelmet. Egyrészt a második elektród behelyezése adott R mellett alig hoz javulást, másrészt az optimális térvizonyok kialakítása érdekében r_0/R -et 0,15-nek kellene választani. A töltőszalag szélessége és a nagyfeszültségű elektródában elhelyezett elektronikus egységek helyigénye azonban lehetetlenné teszi ilyen alacsony sugárviszony megvalósítását.

A ténylegesen kivitelezett generátoroknál, mint az 1/b. ábra esetében a nagyfeszültségű elektróda sugara kb. 50 cm. Tekintsük a következőkben példának ezt az esetet. A választott $R = 110 \text{ cm}$ külső átmérő mellett $r_0/R = 0,47$. A 4. ábra görbéinek menetét figyelembevéve ez a körülmény azt jelenti, hogy a két közbenső elektród beiktatása az ideális esetben fellépő 42 %-os tércsökkenés helyett csak 19 %-os javulásra vezet. Ha a belső elektródok r_0 sugarát az 1. ábra két esetében azonosan 50 cm-nek vesszük, a két közbenső elektród beiktatásával $R = 110 \text{ cm}$ mellett elérhető térerősség a közbenső elektród nélküli elrendezésben $R = 140 \text{ cm}$ mellett valósítható meg. Ilyen megfontolások vezettek az ATOMKI-ban a vázolt konstrukciós elgondolásokhoz.

Feltétlenül ki kell térni ezen a helyen az előbbi fejezetben említett, esetlegesen az egyelektródás elrendezés ellen felhozható problémára, a nagynyomású gáz átütési szilárdságának a szigetelő közeg rétegvastagságától illetve a szigetelt össz-feszültségtől való függésére. Ismert kísérleti tapasztalat szerint adott szigetelőben megengedhető átütési igénybevétel az elektródák távolságának növelésével csökken (azaz a szigetelhető feszültség homogén térben is lassabban nő, mint az elektródák közötti távolság). Ez a körülmény a viszonyok kvantitativ vonásainak figyelembevétele nélkül a közbenső elektródák nélküli konstrukció ellen szólna, tekintettel arra, hogy itt a teljes feszültséget egy nagy légrésben szigeteljük, szemben a sokelektródás rendszer esetével, ahol a teljes feszültség részeit kell csak szigetelnünk egy-egy kisebb légrésben. Többek között éppen ilyen megfontolások vezettek a negyvenes évek során a sokelektródás rendszer kialakulásához [13].

Meg kell mondanunk, hogy jelenleg az irodalomban nem találhatók olyan direkt mérési eredmények, amelyek a felvetett kérdéssel kapcsolatban egyértelmű pozitív vagy negatív választ adnának. Az egyelektródás rendszer ellen felvethető indokok csak kis elektródközökben, s ennek megfelelően alacsony össz-feszültségnél elvégzett mérési adatok tendenciájának figyelembevételével, nagy szigetelési távolságokra történő extrapoláción alapszanak. Szórványosan rendelkezésre álló mérési adatok és ténylegesen meg-

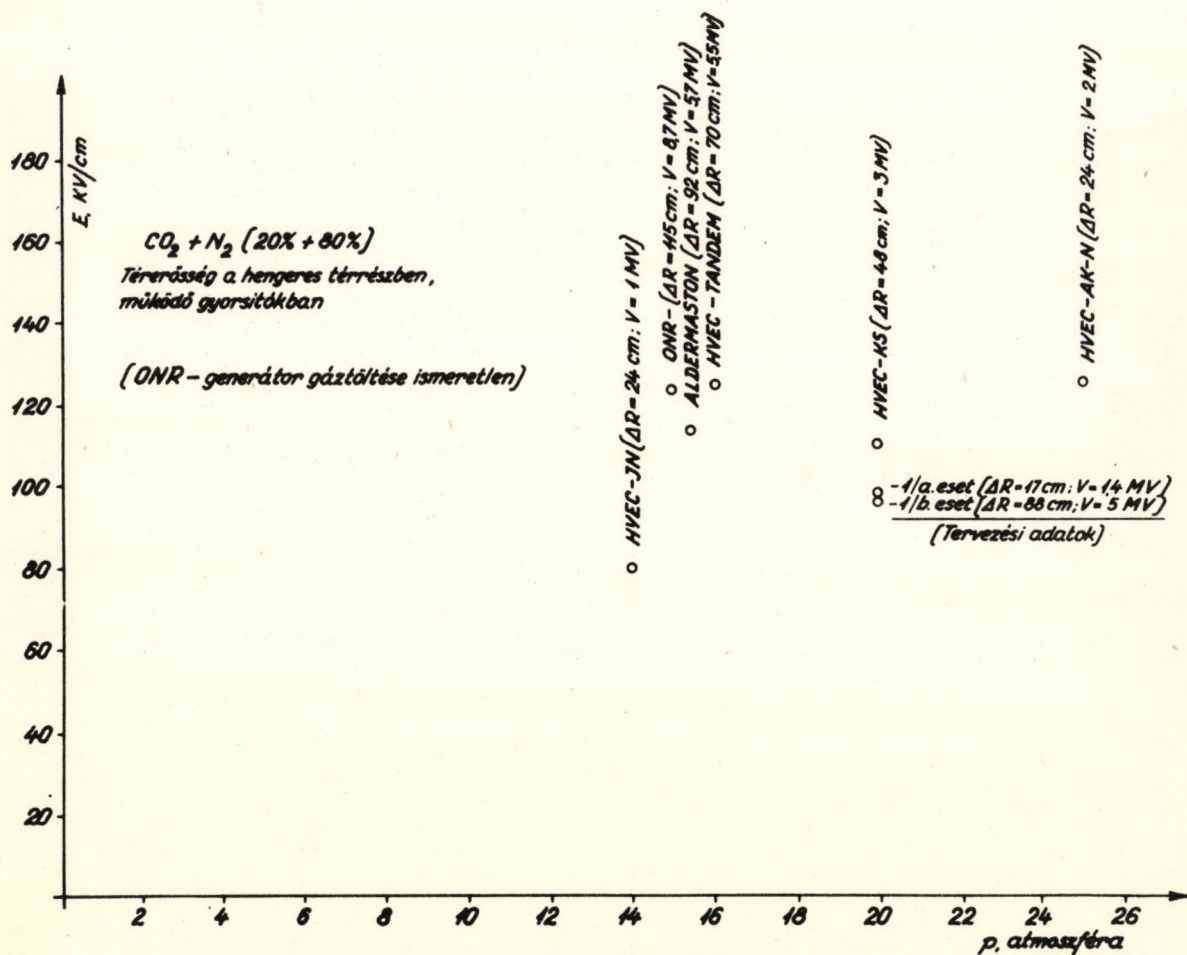
épített egyelektródás Van de Graaff berendezések üzemi viszonyai azonban lehetőséget adnak arra, hogy a nem-lineáris szigetelés által felvetett nehézségeket körültekintően, a konstrukciós eljárás igénye által megszabott pontossággal felmérjük, illetve értékeljük.



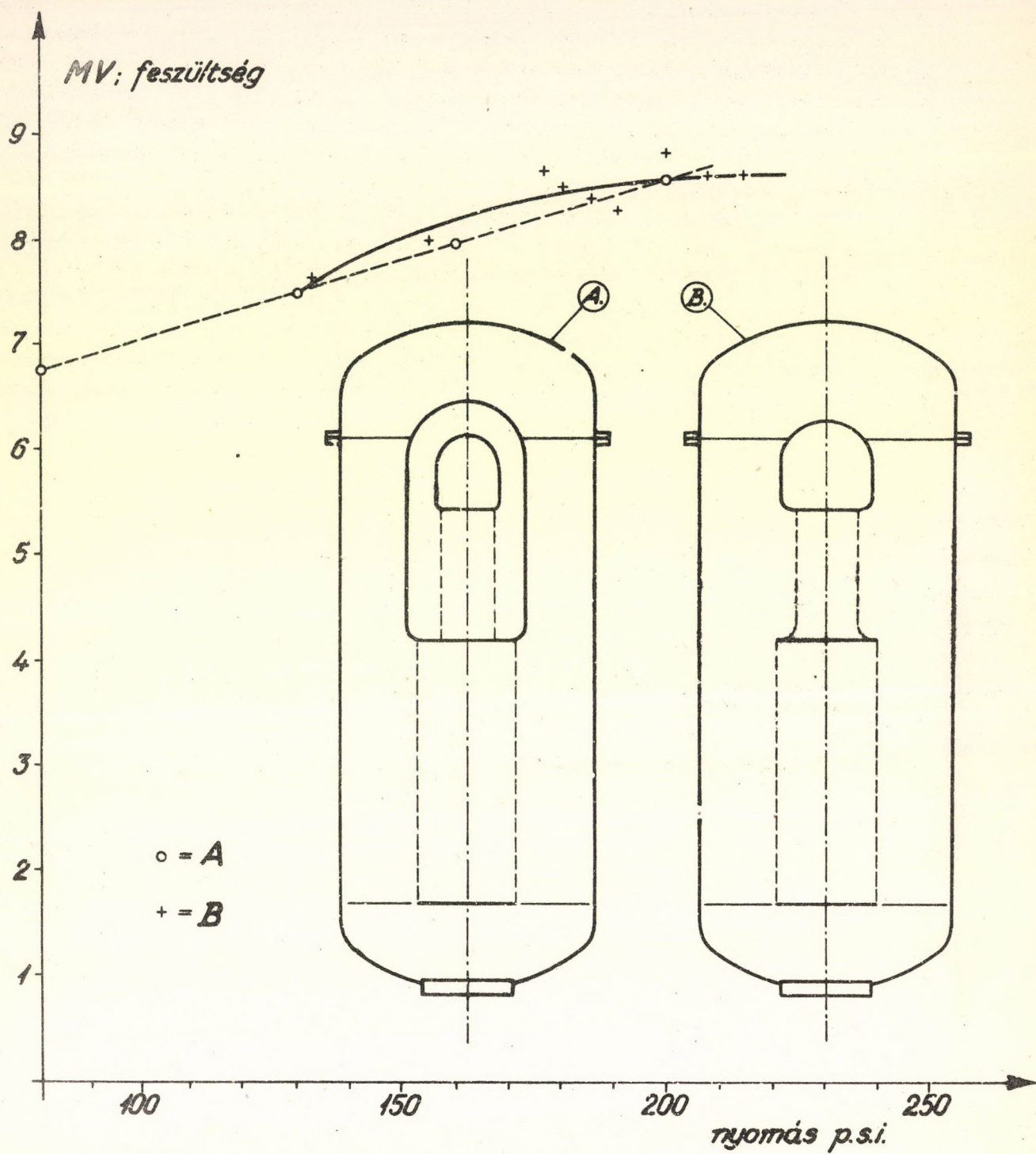
5. ábra. Nitrogéngáz átütési szilárdságának függése az elektródtávolságtól [12]. A kis távolsagoknál jelentős függés 10 cm fölött lényegtelené válik, így az 1. ábra két különböző esetére gyakorlatilag azonos a gáz elektromos szilárdsága.

A kvantitatív viszonyok szemléltetésére az 5. ábrára utalunk [12]. Itt 10 és 20 atmoszféra nyomású nitrogéngázra vonatkozóan mért átütési szilárdság értékek vannak feltüntetve az elektródák közötti távolság függvényében. Mint látható, az említett nonlinearitási effektusnak elsőrendű jelentősége van a néhány centiméteres elektródtávolságok tartományában. Tíz centiméter fölött a görbék azonban már igen laposan esnek, az 1. ábra két különböző esetének megfelelő elektródtávolságok különbözősége már gyakorlatilag nem jelent különbséget a megengedhető maximális térintenzitások szempontjából. Megemlítjük még, hogy az ATOMKI generátorának szigetelését (nitrogén + széndioxid) gázkeverék alkalmazásával kívánjuk megoldani, így az 5. ábrán megadott értékek-nél várhatóan magasabb átütési igénybevétel engedhető meg. Tekintettel arra, hogy erre az utóbbi időben széleskörűen alkalmazott gázkeverékre hasonló mérési adatok jelenleg nem állnak rendelkezésünkre, a 6. ábrán működő elektrosztatikus generátorok hengeres térrészében fellépő elektromos térintenzitásokat adtuk meg a $(\text{CO}_2 + \text{H}_2)$ gázkeveréknyomásának függvényében. Az egyes generátorokat reprezentáló pontok mellett feltüntettük

az illető hengeres elektródák távolságát és feszültségkülönbségét. Mint látható, nincs olyan szisztematikus jellegű eltérés, amelyik a nagy szigetelési távolságok alacsonyabb elektromos szilárdságára utalna, összhangban az 5. ábra eredményeivel. Kiemeljük, hogy az Aldermastonban épített tandem generátor adatainak [5] megfelelő pont a feltételezettel ellentétben nagyobb elektromos szilárdság irányában ugrik ki a görbéből annak ellenére, hogy a felvett generátorok között ennél találkozunk a legnagyobb feszültséggel és szigetelési távolsággal. (A berendezés radiális méretei megegyeznek az ATOMKI terveiben szereplő megfelelő méretekkel. Terveink realitása biztosítottnak tekinthető figyelembevételével, hogy célunk 5 MV elérése 20 atmoszféra nyomásnál, míg az említett berendezés 15 atmoszféra nyomásnál 5,7 MV feszültséget ér el.) Ha a 6. ábra adataihoz még hozzávesszük, hogy a működő elektrosztatikus generátorok csaknem 90 %-ánál a gyorsítócső korlátozza az elérhető maximális feszültséget, azaz a feltüntetett, a tényleges működési feszültségből számolt térerőknél várhatóan nagyobb értéket is meg lehet engedni a hengeres térrészen, nem látszik nehézség a szigetelő közeg megengedhető igénybevételének távolság- és feszültségfüggésével kapcsolatban.



6. ábra. Működő Van de Graaff generátorok maximális üzemi feszültségéből a hengeres térreszekre számított térerősségek a (CO₂ + N₂) gázkeverék nyomásának függvényében. Az egyes pontok mellett a generátorok elnevezését, a szigetelő közök nagyságát, illetve a közönként szigetelt feszültségeket adjuk meg. A felsorolt adatok a nemlineáris szigetelési effektus lényegtelen szerepe mellett szólnak.



7. ábra. Az MIT-ONR generátor működési feszültségének nyomásfüggése az eredeti (A.) és új (B.) elektrórendszer alkalmazása esetén [8].

Következtetésünk igen közvetlen igazolásául szolgálhat a 7. ábra, amelyen a Massachusetts Institute of Technologyban működő "ONR-Generator" elnevezésű gyorsító 1961-ben publikált átalakítására vonatkozó adatokat foglaltuk össze [8]. Az átalakítás lényege az, hogy a korábban használt egy közbenső elektródot (A) megszüntették, s a nagyfeszültségű elektródot egy nagyobb méretű elektródra (B) cserélték fel. A közölt görbén a 0-al jelzett pontok a régi, a + -al jelzett pontok az új elektródelrendezés mellett mért feszültségértékek. Mint látható, a generátorral elérhető feszültségnek a töltőgáz nyomásának függvényében felvett menetén egyáltalában nem érezhető a nagyobb szigetelési távolságokra és az egy résben megengedett nagyobb összefeszültségre való áttérés, még annak ellenére sem, hogy a közbenső elektród nélküli konstrukcióra azonos tankméret mellett tértek át. A szigetelő gázköz adatai: távolság 115 cm, szigetelt maximális összefeszültség: 8,8 MeV.

Az [3-7] idézetek szintén közvetlenül bizonyítják, hogy a közbenső elektród nélküli konstrukciók az utóbbi években világviszonylatban teret hódítottak, illetve hogy egyes ipari vállalatok ilyen berendezések sorozatgyártására is berendezkedtek.

A hengeres és gömbszimmetrikus elektródrészek csatlakozásánál fellépő tér-torzulások mértékének vizsgálatára és az átmeneti tartományban várható térerőnövekedés kompenzálási lehetőségének tisztázására elektrolittank mérési sorozatot indítottunk. Az eddig nyert mérési eredményeket kvalitatíve a következőkben foglaljuk össze.

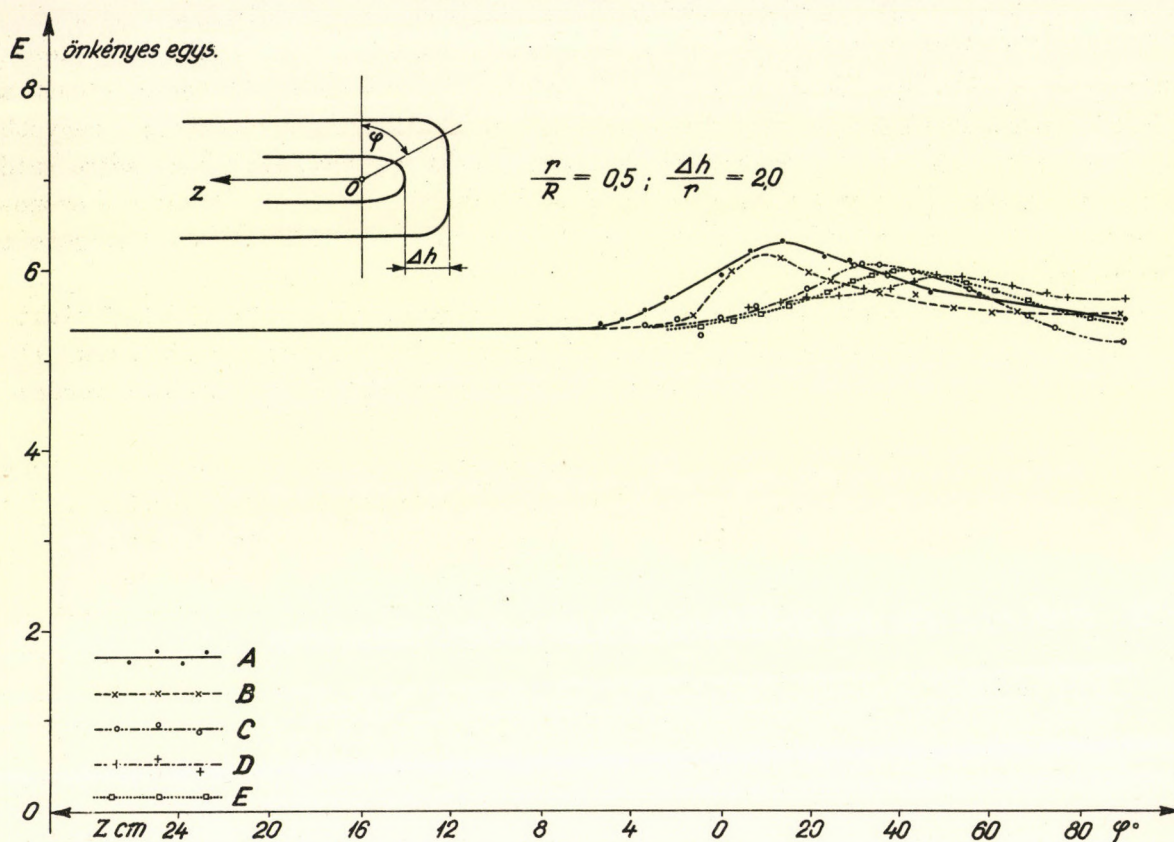
1./ A nagyfeszültségű elektródon a henger és félgömb kapcsolása következtében a csatlakozási siktól mért φ szög egy, a geometriai viszonyok által megszabott értéke körül térerősség-növekedés (E_{max}) észlelhető a hengeres térrészben fellépő térerő értékhez viszonyítva. A hengerszimmetrikus tartományból a gömbszimmetrikusba való átmenet által behozott tértorzulás tényleges formája a geometriai viszonyokat megszabó r_i , r_{i+1} és Δh paraméterek függvénye (lásd 2. ábra).

2./ A nagyfeszültségű elektród különböző pontjaiban fellépő térerőértékek gyakorlatilag függetlenek a külső elektród (esetünkben a földpotenciálon levő tank) felső lezárási formájától: a mért térerősségértékek félgömb, vagy mélydomborítású kosárgörbe alaku fedél esetén megegyeznek.

3./ Adott $\Delta h/r$ esetén a térxmaximum nagysága a belső illetve külső henger-elektrodok sugárviszonyának függvénye; a fellépő maximális térerősségértéknek a henger-tartománybanihoz való E_{max}/E_H viszonya az r_i/r_{i+1} viszony növekedésével csökken, ugyanakkor a maximum helyzetét rögzítő polárszög szintén csökken. Az E_{max}/E_H viszony értéke 20 % rendű.

4./ Tekintettel arra, hogy a gömbök csúcspontja irányában fellépő térerősség növekedés Δh alkalmas megválasztásával a /2/ egyenlet és a mérések tanulsága szerint tulkompenzálható, félgömblezárás helyett célszerűnek látszik olyan változó görbületű forgástest alkalmazása, amelynél a csatlakozási pontban mért görbület kisebb a csúcsponti görbületnél. Ilyen esetben ugyanis a csatlakozás miatt fellépő térerősségnövekedés a (forgástengelyben fekvő) csúcspont irányában eltolódik, itt viszont Δh alkalmas választása mellett várhatóan a hengeres térrész átlagos térerejéig csökkenthető. A 8. ábrán félgömblezárás, forgási ellipszoid ($a/b = 1,15$) és különböző, gömbsüveghez illesztett harmadrendű forgási paraboloidok esetére adjuk meg a térerősség menetét az ábrán definiált z és φ koordináták függvényében. Mint látható, a

mérés eredményei a várt effektust mutatják. Az eddigi mérések szerint a gömb-henger csatolásnál fellépő 20 %-rendű többlet-térfertősség a paraboloid csatolással mintegy felére csökkenthető. Vizsgálatainkat ezen a területen továbbfolytatjuk.



5. ábra. A belső hengerelektroda forgástesttel történő lezárásának hatására fellépő térfertősségterjedelmének az ábrán definiált z és φ koordináták függvényében. A. félgömblezárás esetén, B. $a/b = 1,15$ forgási ellipszoid lezárás esetén, C. D. E. gömbsüveghez illeszkedő harmadrendű forgási paraboloidok esetén.

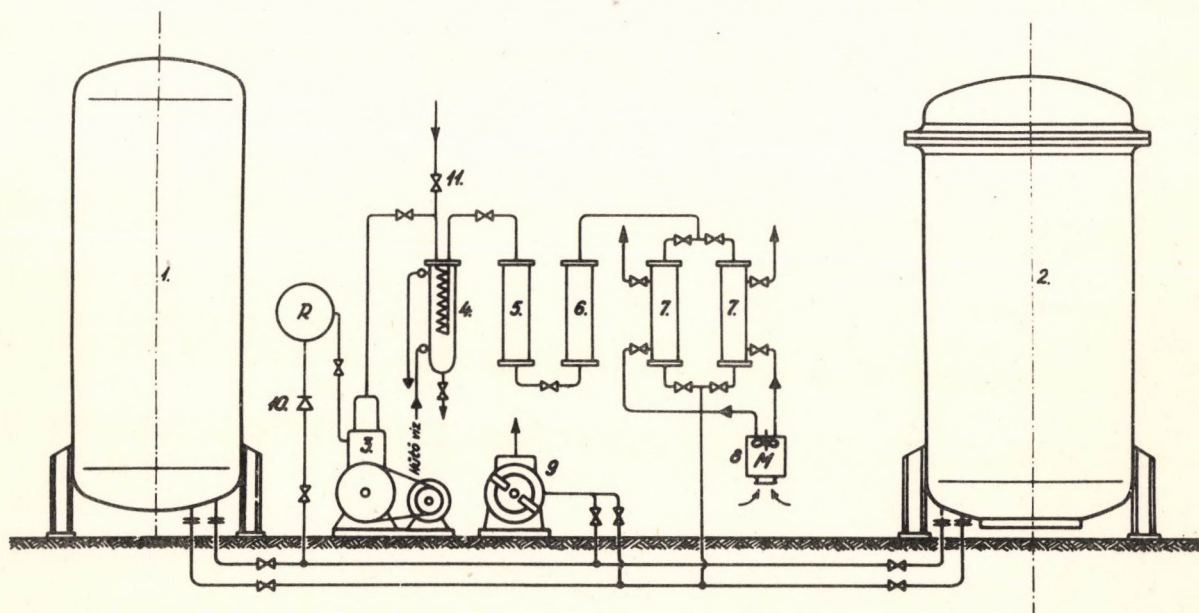
A generátor-konstrukció más elektrosztatikus problémái, így a szigetelőoszlop ekvipotenciális gyűrűinek méretviszonyai, a nagyfeszültségű elektród és a szigetelőoszlop csatolásának formája további modellmérések feladatát képezik, tekintettel arra, hogy az itt használható különböző formulák erősen közelítő jellegűek, s nem áll módunkban megbecsülni a használt közelítések által okozott hibák valószínű nagyságrendjét.

A generátor tank gáz töltése

A legutóbbi évek során elvégzett kísérleti vizsgálatok és felépített generátorok működési viszonyainak tanulmányozása arra a következtetésre vezetett, hogy a generátor nagynyomású szigetelőgázkeverékeként legcélszerűbb a (nitrogén + széndioxid) gázkeveréket alkalmazni. Ennél a keveréknél csak az erősen elektronegatív gá-

zokkal (freon, kénhexafluorid) kevert nitrogén vagy széndioxid ad magasabb elektromos szilárdságot, alkalmazásukat azonban rendszerint kerülik. A generátorban végbe-menő elektromos kisülések hatására (pl. töltősor, átütések) ezek a gázok kémiaiilag erősen aktiv bomlástermékekre disszociálnak, s így hosszabb-rövidebb üzemeltetés után a generátor stabil üzemét veszélyeztető módon megtámadják a belső szerelvénye-
ket.

A nitrogén és széndioxid legkedvezőbb keverési arányát 80 : 20 -nak tart-
ják; a 6. ábrán közölt elektromos szilárdsági adatok erre a gázkeverékre vonatkoz-
nak. Mint már említettük, az elektrosztatikus tervezés alapjául a kisméretű mérő-



9. ábra. Van de Graaff generátor gázkezelő rendszere 1. tárolótartály, 2. generátortank, 3. kompresszor, 4. hűtő és olajlecsapó, 5. aktív szén szűrő, 6. mechanikus szűrő, 7. szilikagél oszlopok, 8. meleg levegő ventilátor, 9. vákuumszivattyú, 10. redukciós szelep, 11. fellevegőző szelep.

terekben végzett mérések eredményei helyett a ténylegesen felépített generátorok maximális működési feszültségéből szabályos, számítható tértartományokra (rendsze-
rint a nagyfeszültségű elektród hengeres része) nyerhető korlát szolgál esetünkben.

Az alkalmazott gáztöltéssel szemben igen magas követelményeket kell tá-
masztani tisztaság és nedvességtartalom szempontjából. A gázt gondosan meg kell
tisztítani mechanikai szennyezésektől, olajcseppektől és különösen a portól és a
csővezetékekből bekerült esetleges rozsdától, valamint szálak vagy nedvszívó jel-
legű egyéb részecskéktől. A gázt töltés közben szárító-rendszeren kell átvezetni,
hogy a benne levő vizgőzt lekössük. Kommerciális berendezéseknél -40°C és -15°C
harmatponttartományt irnak elő (atmoszférikus nyomásra vonatkoztatva) a generátor
üzembiztos működéséhez.

A tervezett gázkezelő rendszer vázlatos rajzát a 9. ábrán adjuk. A gáz
tisztítása és szárítása egy hűtő- és olajlecsapó edényből, mechanikus szűrőből, ak-
tív szén szűrőből és alternative regenerálható kettős szilikagél szűrőrendszerből
sorosan felépített körben történik. A gáz mozgatására illetve komprimálására egy

kompresszor szerepel a körben, ezen kívül egy nagy szivóteljesítményű elővákuumszivattyú kerül beépítésre. A felsorolt elemek vázolt egyszerű elrendezése mellett a gázkezelő rendszer a következő feladatok megoldását teszi lehetővé:

1. tárolótartály elővákuumra való leszivása,
2. generátortank elővákuumra való leszivása,
3. tárolótartály szárított levegővel való fellevegőzése,
4. generátortank szárított levegővel való fellevegőzése,
5. tárolótartály szárított gázzal való felkomprimálása,
6. generátortank szárított gázzal való felkomprimálása palackokból vagy a tárolótartályból,
7. nagynyomású töltőgáz üzem közbeni regenerálása,
8. szilikagél oszlopok regenerálása.

Az előírt gázszárazság elérését azáltal is biztosítani kívánjuk, hogy a nitrogéngázt nem kereskedelmi forgalomban szerezzük be, hanem az Intézet levegő-cseppfolyósító üzemében előállított cseppfolyós nitrogén elgőzölögtetéséből nyerjük. Méréseink szerint ebben az esetben a nitrogén kezdeti nedvességtartalma lényegesen alacsonyabb.

A gáztisztító rendszer működését, illetve a generátortank töltőgázának állapotát a működés szempontjából lényeges állapotathározók (nyomás, hőmérséklet, nedvességtartalom) állandó távmérésével kívánjuk ellenőrizni.

A tervezett gáztisztító rendszer működési viszonyainak illetve a kezelt gáz tisztaságának és nedvességtartalmának előzetes tanulmányozására folyamatban van egy kisebb kapacitású hasonló felépítésű rendszer üzembehelyezése.

E l e k t r o m o s t ö l t ő r e n d s z e r

A Van de Graaff generátor töltőrendszere mintegy 50 - 70 kV feszültségű töltőfeszültség-forrásból, a földpotenciálu generátoralap és a nagyfeszültségű elektród között futó, magas szigetelőképességű töltőszalagból, a szalaghajtó mechanizmusból, a nagyfeszültségű elektródban szokásosan alkalmazott ún. áttöltő feszültségforrásból és a töltéseknek a szalagra való felvitelére, illetve leszedésére szolgáló elektródokból áll.

A specifikációban rögzített alacsony ionáramigény lényeges egyszerűsítéseket hoz a töltőrendszer kialakításában. Az ionáram alacsony értéke (egyben alacsony áram az osztóláncon) lehetővé teszi a rövidzárlati árammal kapcsolatos követelmények csökkentését. El lehet tehát tekinteni a rövidzárlati áram növelésére használt áttöltő rendszer alkalmazásától, vagyis nincs szükség arra, hogy a nagyfeszültségű elektród belsejében egy, a töltőfeszültség-forráshoz hasonló teljesítményű egységet kelljen szabályozható módon működtetni. A tényleges igények figyelembevételével egyúttal alacsonyabb szalagsebességet is alkalmazhatunk, ami a szalagsebesség köbével arányos hajtóteljesítmény-igény csökkentését [14] (melegedési problémák), nagyobb élettartamot és nagyobb üzembiztonságot eredményez.

A szalaghajtás mechanikai megoldásánál az [1] alatt ismertetett 1,7 MV üzemfeszültségű Van de Graaff generátornál bevált elrendezés továbbfejlesztett változatát kívánjuk alkalmazni, amelyik az alsó szalaghajtó henger tengelyének üzem köz-

ben történő kézi billentését teszi lehetővé. Tapasztalataink szerint a szalag nyugodt járása a szabadtéri generátornál egyszeri beállítással többnyire biztosítható, utánállítást csak a szalag hosszabb üzem során bekövetkező nyulásának kompenzálására szükséges. A tervezett szalag a bevált gumirozott selyemszalag hat réteges változata. Szalaganyag: selicines selyem, töltőanyagmentes gumival ragasztva illetve végtelenítve. A külső felületek nincsenek gumirozva a szalaghajtó hengereken való egyenlőtlen tapadás kiküszöbölése érdekében.

A szalagfutás egyenletessége, üzembiztonsága jelentős követelményt támaszt a nagyfeszültségű elektródot tartó szigetelő oszlop mechanikai konstrukciójával szemben is. A szalagfutást leemelt tankfedél esetén, atmoszférikus nyomáson lehet előzetesen, gondosan beállítani. A tank lezárása és üzemi nyomásra való komprimálása során azonban az üzemeltetési körülmények jelentősen megváltoznak. A 20 atmoszféra nyomás hatására a tartály kismérvű rugalmas deformációt szenved, s ez a szigetelő oszlopon keresztül átadódhat a felső szalaghengerre. Másrészt [14] szerint lényegesen megnövekszik a szalagágak mechanikai igénybevétele a közegellenállás nyomásfüggése miatt. A nagyobb mechanikai igénybevétellel párhuzamosan jelentős hőfejlődéssel illetve felmelegedéssel kell számolnunk a gázközegben. Arra kell törekednünk, hogy ezek az új, üzem közben változó erőhatások ne vezessenek a szigetelő oszlop torzulásához.

A kitűzött célt J.C. Maxwell által 1876-ban megfogalmazott elvek alkalmazásával lehet elérni [15]. Ilyen szemszögből a nagynyomású tankot, másrészt a szigetelő oszlopon álló nagyfeszültségű elektródot a szalaghajtó rendszerrel együtt egy-egy szilárd testnek lehet tekinteni. A szerkesztésnél vigyáznunk kell arra, hogy a két szilárd test egymáshoz való kapcsolásánál főlős számú kényszert s ezzel együtt mechanikai feszültségeket ne tervezzünk eleve a rendszerbe. A szerkesztésnél követendő elv az, hogy az alkalmazott kényszerek száma egyenlő legyen a rögzítendő szabadsági fokok számával. Két szilárd test egymáshoz viszonyított helyzetét három-három pontjuknak egymáshoz való rögzítése egyértelműen meghatározza. Több pontban való rögzítés nemcsak főlősleges, de hátrányos is, mert ha nem tudjuk tökéletesen pontosan - a mechanikai igénybevételtől és a rendszer hőmérsékletétől függetlenül - biztosítani, hogy az alkalmazott többlet-kényszerek szigorúan ekvivalensek legyenek az alapkényszerekkel, úgy azok a szerkezetben belső mechanikai feszültségeket hoznak létre. Ezek a feszültségek a leírt változó igénybevételek mellett időben változó plasztikus deformációra, a szerkezet hőmérsékletfüggésére és üzemközbeni kiszámíthatatlan torzulásokra vezetnek, s ezzel a szalagfutás állandó ellenőrzésének és utánállításának szükségességét vonják maguk után.

Ilyen szerkesztési elvek mellett el lehet érni, hogy az atmoszférikus nyomáson beállított pontos szalagfutás az üzemi körülményekre való áttérésnél kicsiny, egyszeri utánállítással biztosítható, s nincs szükség bonyolult szabályzó és mérőrendszerekre az üzembiztos szalagfutás biztosításához.

I o n f o r r á s é s g y o r s í t ó c s ő

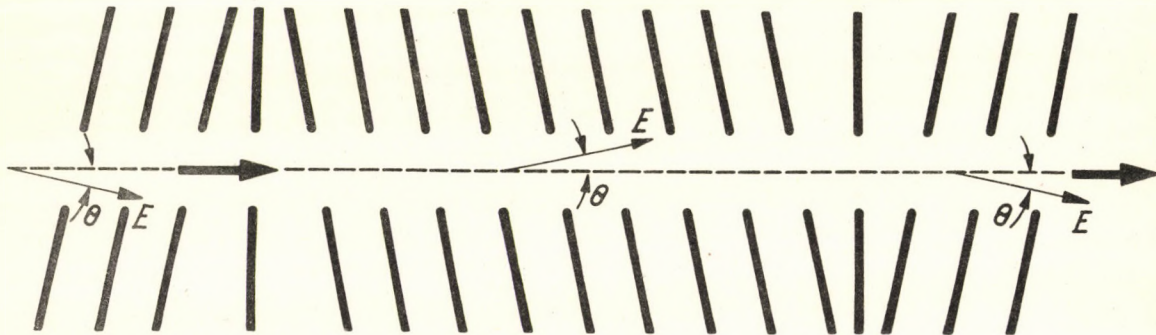
A tankgenerátorban az ATOMKI többi gyorsítójával kapcsolatban korábban kifejlesztett rádiófrekvenciás típusu ionforrást [16, 17] kívánjuk beépíteni. Az elvi azonosság mellett azonban bizonyos technikai változtatásokra van szükség amiatt,

hogy az ionforrást és tápegységét esetünkben nagynyomású térben kell működtetnünk. Ezzel kapcsolatos kísérletek jelenleg vannak folyamatban az Intézetben.

A tervezett generátorral szemben támasztott specifikációs követelmények között fontos helyett kapott a generátor alacsony röntgen-sugárzási háttérének biztosítása. Másrészt működő generátorokkal kapcsolatos publikációkból ismeretes az a tény, hogy a generátorok legnagyobb részénél az elérhető maximális feszültséget a gyorsítócső vákuumterében fellépő átütések korlátozzák.

A nagyfeszültségű elektród közelében és a szigetelőoszlop mentén fellépő fékezési röntgen sugárzási háttér, valamint a gyorsítócső belsejében fellépő kisülések közös okra vezethetők vissza. Bár az átütés mechanizmusa kellő alapossággal ma még nem tisztázott, annyit biztosan meg lehet állapítani, hogy az ionbombázás alatt álló gyorsító elektródokból emittált és megsokszorozott szekunder elektronok térrel szemben történő gyorsulása vezet a kisülés beindításához és az elektronnyaláb fékezésekor emittálódik a kemény röntgen sugárzási háttér. Ez a körülmény indokoltá teszi, hogy a gyorsítócső kifejlesztésére nagy gondot fordítsunk a létesítendő generátornál.

Az irodalomból ismert korábbi kísérletek nem vezettek eredményre a szekunder elektronemisszió csökkentése terén. Gyökeres változást hozott ezen a téren a Van de Graaff és munkatársai által kifejlesztett [18] ferde terű gyorsítócső. Itt a konstrukciónál eleve számolnak a szekunder elektronok jelenlétével s az elektromos tér megfelelő kialakításával gondoskodnak arról, hogy az elektronokat magas energiára való gyorsulás előtt kivonják a gyorsítócsőből. Az ilyen esetben alkalmazott elektródelrendezést a 10. ábrán közöljük vázlatosan.



10. ábra. Vázlatos elektródelrendezés ferde terű gyorsítócsőben.

A ferde terű gyorsítócsővekkel kapcsolatban már 1962 során vizsgálatokat indítottunk az Intézetünkben az elektronoptikai és elektromos szilárdsági viszonyok közelebbi tanulmányozására. Eddigi vizsgálataink [19] kibővítésével fel kívánjuk deríteni a módszer körülményeink közötti alkalmazásának lehetőségét, s úgy tervezük, hogy az épülő generátor gyorsítócsővét ilyen elven fogjuk felépíteni. A ferde terű gyorsítócső alkalmazása az ionforrás és előfókuszáló rendszer kismérvű módosítása esetén további előnyöket hoz a nyalábnak az eltérítőmágnes és a targetszerelvényeken történő átvezetésénél s így egyben a targettér (deutrongyorsítás esetén fellépő) neutronsugárzási háttérének csökkentését is megkönnyíti.

A ferde terű gyorsítócsővekben irodalmi adatok alapján 20 kV/cm tengelymenti térerősség engedhető meg, szemben a régebbi konstrukcióju csövek megfe-

lelő 10 - 13 kV/cm hasonló értékével. Ez a körülmény lehetővé tenné, hogy a generátor szigetelő oszlopának hosszát mintegy felére csökkentsek a szokásoshoz képest. Tekintettel arra, hogy ilyen irányú tapasztalatok jelenleg nem állnak rendelkezésünkre, az oszlop hosszát nem rövidítjük lényegesen, hanem a magasabb megengedhető igénybevételt arra használjuk fel, hogy egy mintegy kétszeres biztonsági tényezőt nyerjünk a generátor legkényesebb alkatrészénél. Kedvező eredmények esetén a gyorsítócső magasabb elektromos szilárdsága arra is felhasználható, hogy alkalmas szigetelő gázkeverék alkalmazása mellett a generátor feszültségét a specifikációban rögzített 5 MV fölé emeljük a tervezett magfizikai vizsgálatok igényei szerint.

E n e r g i a m é r é s é s f e s z ü l t s é g s t a b i l i z á l á s

A Van de Graaff generátorok gyorsítórendszeréből nyert gyorsított ionok energiájának mérésére szolgáló módszerek elvileg két csoportba oszthatók. A mérő-módszerek kevésbé pontos csoportjába azok a közvetett módszerek sorolhatók, amelyek a részecskék energiájának közvetlen mérése helyett a részecskéket gyorsító feszültség meghatározásán keresztül oldják meg a kitűzött mérési feladatot. A másik esetben a részecskék energiáját közvetlenül, elektronoptikai eltérítő rendszerekben befutott pályájuk mérése vagy rádiófrekvenciás térben végzett futási idő mérés alapján határozzuk meg, rendszerint 0,1 %-nál jobb pontossággal.

A közvetlen vagy közvetett energiamérő rendszerek általában funkcionális kapcsolatban állanak a generátor feszültségének stabilizálására szolgáló elektronikus szabályzó rendszerekkel. A generátor feszültségének, vagy a részecske energiájának az előírt értéktől való eltérése esetén az energiamérő rendszer kimenetén jelentkező hibajel megfelelő szabályzó elemeken keresztül visszahat a generátor feszültségére olyan irányban, hogy annak változása az említett eltérés kompenzálására vezessen.

A Van de Graaff generátorokkal elérhető 10^{-4} rendű feszültségstabilitást két szabályzó rendszer párhuzamos működtetésével szokás biztosítani. A durva feszültségváltozásokat egy, rendszerint egy másodperc időállandójú "lassu szabályzó" csillapítja, a fennmaradó 1 % rendű ingadozások megszüntetése a kb. 10^{-5} sec időállandóval rendelkező "gyors szabályzó" feladata. Az előbbi feladat szokásosan a generátor töltőáramának, utóbbi az egyik terhelőáram komponensének megfelelő üzemi vezérlésével oldható meg. A két szabályzó kör hibajele egymástól függetlenül nyerhető, vagy a lassu szabályzás hibajeleként a gyors szabályzás hibajelének időátlaga szolgálhat.

a. / *Energiamérés, hibajel keltése*

A tervezett generátornál az energia mérésére mind a közvetett, mind a közvetlen módszert alkalmazni kívánjuk: a lassu stabilizáló kör vezérlésére referencia-teres rotációs voltmérőt, a gyors stabilizáló kör vezérlésére és nagy pontosságú energiamérésre pedig nagy felbontóképességű eltérítő mágneset tervezünk.

A lassu szabályzás és a durva energiamérés feladatát az [1] adat ismertett Van de Graaff generátornál kidolgozott egység fogja ellátni [20]. Itt egy szokásos rotációs voltmérő álló szektorait két független rendszerre bontva két térmérő csatornát nyerünk. Ezek egyikével a magasfeszültségű generátor jelét, a másikkal egy

referencialap terét detektálva s a nyert jeleket összehasonlítva hibajelet kapunk, (amely nem érzékeny a rotációs voltmérő fordulatszám-állandóságára). A hibajel egy adott referenciafeszültségnél való eltérésének a generátor egy meghatározott feszültségértéke felel meg, amelyet a hibajellel vezérelt lassu szabályzó rendszer a töltőáram szabályozása révén állandónak tart. Az egység egyben lehetővé teszi a generátor kívánt feszültségének egyszerű, durva beállítását. A referencia feszültség skálát tényleges energiára ismert rezonanciahelyeket tartalmazó gerjesztési függvények kimérésével lehet hitelesíteni.

A nagy pontosságú energiámérés feladatát a szokásos módon 90° -os eltérítő mágneses szektortér alkalmazásával kívánjuk megoldani. Saját magunk által végzendő abszolút energiameghatározást nem tervezünk; az eltérítő rendszer energiakalibrálását a speciális elektrosztatikus szektorterek alkalmazásával nagy pontossággal kimért ismert rezonanciahelyek felhasználásával végezzük el.

Az eltérítő mágnes a szokásos belépő és kilépő résekkel kombinálva a következő feladatokat oldja meg:

1. a mágneses tér intenzitása és a geometria megszabják a belépő és kilépő réseken áthaladó ionnyaláb energiáját;
2. a kilépő résrendszer a beérkező nyalábból kivágja az előírttól a felbontóképesség által megszabott értéknél jobban eltérő energiájú ionokat;
3. a kilépő rés párra felfutó ionok áramkülönbsége formájában hibajelet szolgáltat a generátor nagy pontosságú feszültségstabilizálásához.

Az építendő eltérítőmágnessel kapcsolatban a következő specifikációs követelményeket támasztjuk:

- tipus: 90° -os homogén terű szektormágnes, esetleg nem merőleges belépéssel (másodrendű, kettős fókuszálás elérésére),
- homogenitás: 10^{-4} -nél jobb
- tér intenzitás stabilitása és reprodukálhatósága: 10^{-4} -nél jobb,
- atomion-nyaláb görbületi sugara ≈ 50 cm,
- tér intenzitás: 2,0 - 12,5 KOe,
- légrés: 25 - 30 mm.

Az [1] alatt leírt Van de Graaff generátornál jelenleg vizsgálatok folynak eltérítő mágnesnek egy mágneses kvadrupolrendszerrel való kombinálásával kapcsolatban. Ettől a rendszertől a gyorsított nyalábnak a mágneses szektortér ionoptikai sajátosságainak megfelelő vezetését, s egyúttal egy nagyintenzitású, kisebb energiastabilitású ionnyaláb kivezetésének lehetőségét várjuk. Amennyiben a kísérletek eredményei megfelelnek az előzetes várakozásnak, ezt a kombinált rendszert a tervezett tankgenerátornál is alkalmazni kívánjuk.

A tér megkívánt pontosságú mérése és stabilizálása mágneses protonrezonancia módszerrel megoldható. Ilyen berendezések egyrészt kommersziálisan hozzáférhetők, másrészt az irodalomból és más intézetekben rendelkezésre álló dokumentációból jól ismertek. Tervbe vettük a félvezető technika legújabb eredményeinek felhasználásával építhető egyszerű térstabilizáló egységek kritikai elbírálását a kitűzött cél megvalósítására való alkalmasság szempontjából.

b./ Visszahatás a generátorra, szabályozó elemek

A hibajellel vezérelt visszahatás a generátor feszültségváltozásának kompenzálására a töltőáram vagy a különböző terhelőáram komponensek útján történhet.

A töltőáram szabályozása a szalagtöltő egység által adott feszültség automatikus vezérlésével oldható meg. Ebben az esetben a szabályzás időállandóját első sorban a szalag futási sebessége szabja meg, így ilyen elven működő szabályzók csak lassúak lehetnek.

A terhelőáram komponensek szabályzásán keresztül ható stabilizáló rendszerek időállandója a töltéshordozók repülési idejének megfelelően sokkal rövidebb. Két legelterjedtebb típusa a gáztéren át felvitt, elektronikusan vezérelhető koronaáram terhelést hasznosító koronatrióda [21] és a gyorsítócső vákuumterében esetleg külön erre a célra épített második gyorsítócsőben a nagyfeszültségű elektróda irányában gyorsított, elektronikusan vezérelhető elektronterhelést hasznosító módszer [22]. Külön megemlítjük a Sacley-i Van de Graaff laboratóriumban kidolgozott stabilizálási eljárást [23], amely a generátortank belső fala közelében elhelyezett segédelektrodára felvitt 10 kV nagyságrendű segéd feszültség elektronikusan vezérelt fluktuáltatásával, kapacitív visz fel feszültségfluktuációkat a nagyfeszültségű elektród feszültségváltozásainak gyors kompenzálására.

A gyors terhelőáramszabályzó rendszerek értékelésénél a következőket kell megjegyeznünk.

Közbenső elektródokat nem tartalmazó generátoroknál a koronatriódás (hasonlóan a kapacitív feszültségszabályzó) módszer igen egyszerűen és előnyösen alkalmazható. A töltéshordozók ennél a rendszernél a nagynyomású gázban mozognak s nem tesznek szert magas kinetikus energiára, így beütközésükkor gyakorlatilag nem keletkezik fékezési sugárzás. Többelektródás felépítésű generátoroknál azonban nem vezethetnek kielégítő eredményre, minthogy ilyen esetben a stabilizáló hatás nem közvetlenül a nagyfeszültségű elektródára, hanem csak a legkülső közbenső elektródra gyakorlódik. Meg lehet mutatni, hogy a belső elektród feszültségének kielégítő stabilizáláshoz egy-egy, a közbenső elektródák között, illetve az utolsó közbenső elektród és a nagyfeszültségű elektród között folyó koronaáram biztosítására van szükség. Másként a koronatrióda csak a legkülső elektród feszültségét szabályozza, a nagyfeszültségű elektród dinamikus szabályozatlan marad. Mozgatható belső koronacsucs alkalmazásával biztosítható volna olyan belső járulékos koronaáram, amelynek átlagértéke a külső koronaáram átlagértékével egyezik. Ilyen viszonyok mellett a közbenső elektródák hatása dinamikailag lényegtelen. Az MIT vizsgálatai szerint [21] ilyen megoldás nélkül nem lehet elérni, hogy a generátor feszültségstabilitása a teljes üzemi feszültségtartományban kielégítő maradjon.

A visszafutó elektronáramos stabilizáló rendszernél a szabályzó hatás közvetlenül a nagyfeszültségű elektródra gyakorlódik, teljesen függetlenül a közbenső elektródok jelenlététől. Ez a körülmény indokolja, hogy ez a rendszer meglehetősen elterjedt annak ellenére, hogy alkalmazása igen jelentős fékezési röntgen sugárzási háttér fellépéséhez vezet. Ez a háttér komoly ionizációs áramterhelést okoz a generátor gáztéreiben, növelve ezzel a szigetelési nehézségeket éppen a legerősebben igénybevett helyen (nagyfeszültségű elektród felülete), másrészt súlyosan zavarja a magreakciókból eredő kisintenzitású gamma csoportokkal kapcsolatos magfizikai vizsgálatokat, s így végső soron a generátor alkalmazhatósági körét szűkíti.

Az elmondott szempontoknak a specifikációs követelményekkel való összevetésével a tervezett generátor energiamérési és feszültségstabilizálási rendszerét a kö-

vetkező formában tervezzük:

durva feszültségmérés:

lassu stabilizálás:

precíziós energiamérés:

gyors stabilizálás:

referenciateres rotációs voltmérővel

hibajel: referenciateres rotációs voltmérőről

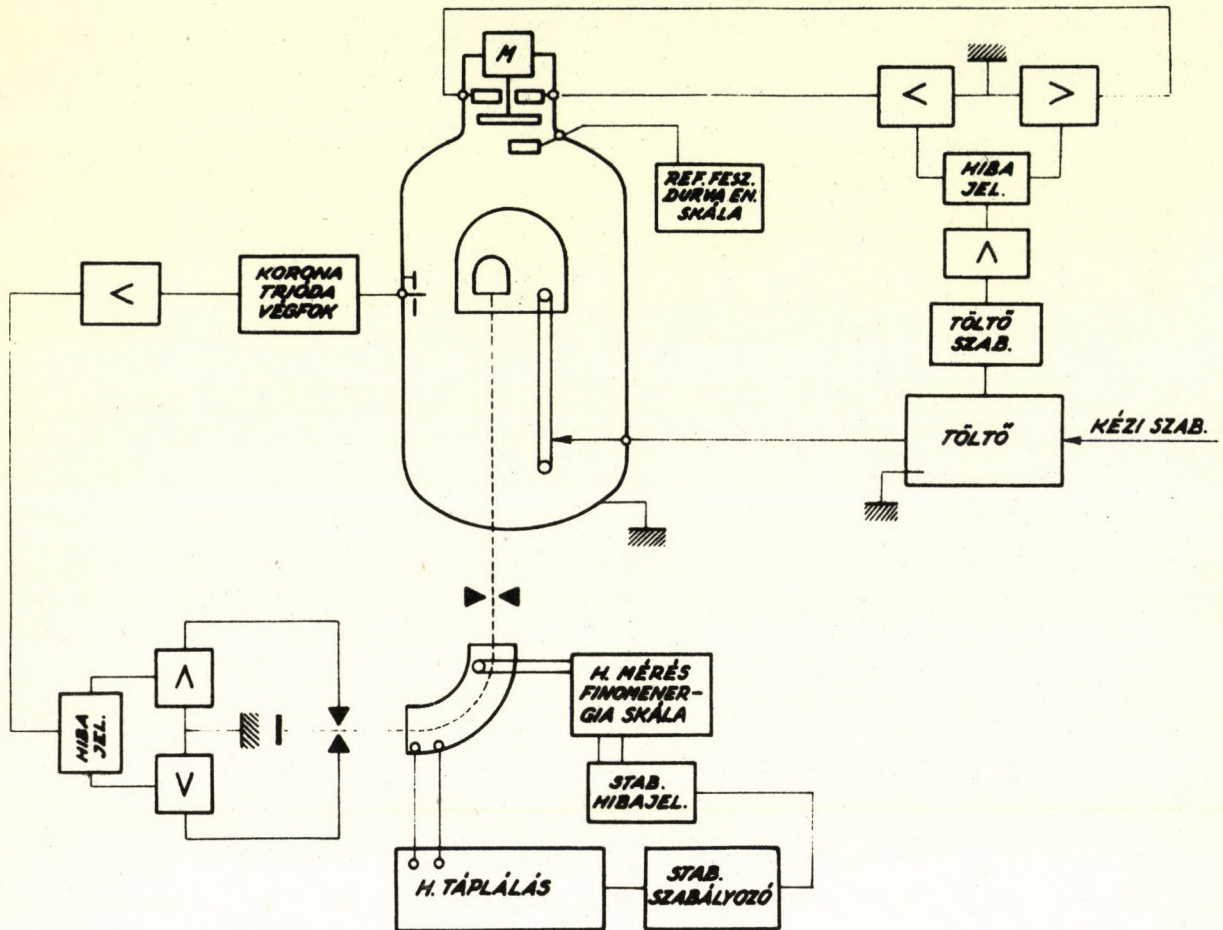
szabályzószerv: töltőáram szabályzó

ismert pontokon hitelesített precíziós eltérítő mágneses szektortér segítségével.

hibajel: eltérítő mágnes kimenő résrendszer

szabályzószerv: koronatrióda

A szabályzórendszer blokksémáját a 11. ábrán közöljük.



11. ábr. A tervezett energiamérő- és feszültségstabilizáló egység blokkdiagramja.

Ionoptikai rendszer a gyorsított nyaláb vezetésére

A gyorsítócsőből kilépő ionnyaláb vezetésére, analizálására, és formálására a következő ionoptikai elemek felépítését tervezzük.

1. nyalábhelyzet szabályzó. Kézi szabályzásu ionoptikai eltérítő rendszer a gyorsított nyalábnak az analizátor belépő részére adott szög alatt történő bevezetésére. A rendszert a nyaláb helyzetének érzékelésére szolgáló elektronikus mérőegység egészíti ki.

2. analizáló mágnes, a gyorsított ionnyaláb energiamérésére illetve definiálására szolgál. A kilépő rész feladata az, hogy a gyors szabályzó kör számára hibajelket adjon. A mágnes egyben vízszintes irányba forgatja át a függőlegesen belépő nyalábot.

3. kvadrupol mágnespárt tervezünk az analizáló mágnesből kilépő nyalábnak a rendszer további elemein való átvezetésére, illetve a konkrét kísérleti feltételek által megkövetelt módon való formálására.

4. kapcsolómágnes alkalmazása célszerű a nyalábnak több különböző munkahelyre történő alternatív irányítására. A generátor maximális kihasználását úgy biztosíthatjuk, ha lehetőséget teremtünk több kísérleti berendezés egyidejű felépítésére s ezek alternatív kiszolgáltatására. A mágnesező áram stabilitásával kapcsolatos igényeket itt csak a targetfolt helyzetének kívánt geometriai állandósága szabja meg, s így az könnyebben biztosítható, mint az analizáló mágnes esetében.

5. kollimátor résrendszerek és targetszerelvények. Az egyes kísérleti csatornákon szükséges nyalábhatároló rések és targetszerelvények tényleges alakját és adatait az illető csatornában végzett magfizikai mérések igényei határozzák meg. Ugy tervezük, hogy a rendelkezésre álló kísérleti csatornák egy részét egy-egy azonos típusú vizsgálatsorozat céljára rendezzük be, s egy-két csatornát tartunk fent speciális kísérleti berendezések felépítésére.

A tárgyalt rendszer egyes elemei az ATOMKI meglévő nagyfeszültségű gyorsítóival kapcsolatban kidolgozás alatt állnak, illetve már alkalmazást nyertek. A velük kapcsolatban szerzett tapasztalatoknak a nagyobb energiatartományra való általánosítása nem jelent külön nehézséget.

6. Mágneses nehéz részecske spektrográf. Az egyik kísérleti csatornában egy mágneses nehéz részecske spektrográfot építünk fel a targetból kilépő töltött reakciótermékek nagy pontosságú energiamérésére. A berendezést egy, a bombázó nyaláb irányára merőleges tengely körül elforgathatóan kell felépíteni, hogy lehetőség nyíljon a felbontott részecskecsoportok szögeloszlásának mérésére is [24]. Meg kívánjuk vizsgálni annak lehetőségét, hogy egy úgynevezett sokcsatornás mágneses nehéz részecske spektrográfot [25, 26] építsünk fel. Ennek segítségével egy időpontban több szögértéknél egyszerre végzett expozícióval egy komplett energia- és szögeloszlás információhalmaz nyerhető, ami a jelentős időnyereség mellett olyan esetekben jelent különleges előnyöket, ahol stabilitási (elsősorban targetstabilitási) okokból nem engedhető meg a méréssorozat hosszú időre való széthúzása. A [26] alatt idézett berendezés [25]-al szembeni technikai egyszerűsége valószínűleg az utóbbi berendezés mellett fog szólni, itt ugyanis egyetlen légrésben végezhető el a különböző irányok melletti energiafelbontás.

V á k u u m r e n d s z e r

A mintegy 4,5 méter hosszúságú gyorsítócsőben és a gyorsított nyaláb vezetésére szolgáló ionoptikai rendszerben az ionoknak az ionforrás és a target kö-

zötti utat ütközések nélkül kell megtenniük. Ennek biztosítására néhányszor 10^{-6} Hgmm vákuum fenttartására van szükség az egész rendszerben.

A szokásos feladatokon túlmenően néhány speciális vákuumtechnikai probléma vetődik itt fel.

a./ Különleges gonddal megszüntetendő minden alkatrészhibából vagy tömitet—lenségéből eredő lyuk a vákuumrendszeren, tekintettel arra, hogy a nagynyomású közegbe helyezett vákuumrendszerbe történő beömlés nő a környező nyomással.

b./ A vákuumrendszert biztosítani kell a nagynyomású tér felől esetleg fel—lépő nagynyomású gázbetörés mechanikai hatásával szemben.

c./ A gyorsítócső és a diffúziós szivattyú védelme érdekében olyan védőauto—matikát kell alkalmazni a vákuummérő egységeknél, amely a megengedettnél rosszabb vá—kuumnál a generátor töltőáramát lekapcsolja, nagyobb méretű gázbetöréseknél pedig a diffúziós szivattyú tányérszelepét is lezárja. Ilyen védőrendszert az [1]-ben ismerte—tett 800 keV-es kaszkádgenerátor számára az ATOMKI-ban már korábban kidolgoztunk és ez üzemben bevált.

d./ Más gyorsítótípusokhoz hasonlóan kifagyasztó csapdával kell gondoskod—nunk arról, hogy a gyorsítócső vákuumrendszerébe olajgőzök és más szerves gőzök viz—gőz, stb. ne jussanak fel.

e./ A gyorsítócső, az ionoptikai nyalábvezető rendszer és a targettér vá—kuumrendszerét funkcionális és szívósebességi okokból egymástól függetlenül is működ—tethető párhuzamos vákuumrendszerekből kell felépíteni.

Az ATOMKI-ban korábban kidolgozott vákuumtechnikai eszközök (diffúziós szí—vattyúk, speciális zsilipek, kifagyasztó rendszerek, mérőberendezések és védőautomi—kák, stb.) [1], [27 - 30] valamint a felépített vákuumrendszerek üzembehelyezésével és tartós működtetésével kapcsolatos tapasztalataink biztosítják a tervezett generátor vákuumigényének kifogástalan kielégítését.

Irodalom

- [1] SZALAY S. - PUSKÁS E. - KOLTAY E. - FÉLSZERFALVI J.: ATOMKI Közlemények, 2, 3 /1960/.
- BERECZ I. - BORNEMISZA Gy-né, - NAGY J.: Magyar Fizikai Folyóirat, 6, 431 /1958/.
- BERECZ I. - PAPP I.: ATOMKI Közlemények, 4, 3 /1962/.
- [2] R. J. VAN DE GRAAFF, - J. G. TRUMP, - W. W. BUECHNER: Reports on Progress in Physics, 11, 1 /1946-47/.
- [3] В. Х. ГЕЛЯЕВ, - А. К. ВАЛЬТЕР, - А. К. ЧЕРНЯВСКИЙ, - С. П. ЦИТКО: Электростатические генераторы. Атомиздат. 1959. 90 oldal.
- [4] Электростатические ускорители заряженных частиц. Госатомиздат. Москва. 1963. 6. fejezet. 200 oldal.
- [5] K. W. ALLEN - F. A. JULIAN: Nature, 184, 303 /1959/..
- [6] HVEC hirdetése. Rev. Sci. Instr., 33, No. 3. III. oldal /1962/.
- [7] Haefely hirdetése, Nucl. Instr. and Methods, 14, No. 3. /1961/.
- [8] W. H. MOORE - A. SPERDUTO - H. A. ENGE: MIT Lab. for Nucl. Science, Progress Report. November 1, 1961. (NYO-2668) 140 oldal.

- [9] K.J. BROSTRÖM: Fysisk Tidsskrift, 225, 1955.
- [10] MSZ 270, MSZ 1455, MSZ 1741, MSZ 1761, MSZ 1763, MSZ 1764, MSZ 4305, MSZ 4306, MSZ 4689, MSZ 10417, MSZ 13799 Magyar Népköztársasági Országos Szabványok.
- [11] A.K. ВАЛЬТЕР - А.А. ЦИГНАКО: Электростатические генераторы. Атомиздат. 1959. 200 oldal.
- [12] J. BERNARD - H. BRUCK - F. PREVOT: Rapport CEA. No. 47 /1950/.
- [13] C.M. TURNER: Electrostatic Generator with Multiple Electrodes, Thesis, University of Wisconsin, 1943.
- [14] W.W. BUECHNER - et al.: Rev. Sci. Instr., 18, 754 /1947/.
- [15] H.J.J. BRADDECK: Mechanical Design of Laboratory Apparatus Chapman and Hall, London, 1960.
- [16] NAGY J. - GOMBOS P.: ATOMKI Közlemények, 4, 19 /1962/.
- [17] NAGY J. - GOMBOS P.: ATOMKI Közlemények, 5, 39 /1963/.
- [18] R. VAN DE GRAAFF - P.H. ROSE - A.B. WITTKOWER: Nature, 195, 1292 /1962/.
- [19] E. KOLTAY: Physics Letters, 4, 66 /1963/ illetve
Атомная техника за рубежом, 1963. No. 12. 22.
- [20] KOLTAY E.: Magyar Fizikai Folyóirat, 1, 145 /1962/.
- [21] R.M. ASHBY - A.O. HANSON: Rev. Sci. Instr., 13, 129 /1942/.
- [22] W.E. BENNET - T.W. BONNER - G.E. MANDEVILLE - B.E. WATT: Phys. Rev., 70, 882 /1946/.
- [23] A. GABET - J. TAIEB: L'Onde Électrique, 35, No. 344, 1033 /1955/.
- [24] J. BORGGREEN - B. ELBEK - L. PERCH NIELSEN: Nucl. Instr. and Methods, 24, 1 /1963/.
- [25] K.W. ALLEN: Nucl. Instr. and Methods, 11, 93 /1961/.
- [26] P. FRANC: magánközlés.
- [27] BEREZ I.: ATOMKI Közlemények, 3, 237 /1961/.
- [28] BEREZ I.: ATOMKI Közlemények, 1, 51 /1959/.
- [29] BEREZ I.: - SCHADEK J.: ATOMKI Közlemények, 2, 249 /1960/.
- [30] BEREZ I. - SCHLENK B.: ATOMKI Közlemények, 4, 33 /1962/.

ABSZOLUT KORMEGHATÁROZÁSI MÓDSZEREK HIBASZÁMITÁSA II. A KÁLIUM-ARGON MÓDSZER HIBASZÁMITÁSA

KOVÁCH ÁDÁM

A Gauss-féle hibaterjedési törvény segítségével összefüggést vezetünk le a kálium-argon módszer segítségével nyerhető életkor-értékek relatív hibája valamint az eljárás alkalmazása során fellépő mérési hibák (A^{40} és K^{40} mennyiségi meghatározásának hibái), továbbá az alkalmazott állandók (K^{40} parciális bomlási állandói, K^{40} izotópgyakorisága) bizonytalanságából származó hibák között. A közleményben megadott kifejezések és a közölt nomogramok segítségével adott mérési hibák esetén a kapott életkorérték valószínű hibája egyszerűen kiszámítható.

Bevezetés

Geológiai objektumok abszolút életkorának megbecslésére használt eljárások közül az egyik legelterjedtebb módszer a K^{40} izotóp radioaktív átalakulását hasznosítja életkormeghatározásra.

A kálium-40 nuklid bomlása két úton történhet: vagy béta-bomlás útján Ca^{40} izotóp, vagy pedig héjelektronbefogással A^{40} nuklid keletkezik. Az egyes bomlástermékek, valamint a jelenlevő K^{40} mennyiségének időbeli változása a következő differenciálegyenletekkel írható le:

$$\frac{dK^{40}}{dt} = -\lambda K^{40}; \quad \frac{dA^{40}}{dt} = \lambda_e K^{40}; \quad \frac{dCa^{40}}{dt} = \lambda_\beta K^{40} \quad /1/$$

ahol λ_e illetve λ_β az elektronbefogással és béta-bomlással történő átalakulásoknak megfelelő parciális bomlási állandók; $\lambda = \lambda_e + \lambda_\beta$ a K^{40} mennyiségi csökkenésére jellemző totális bomlási állandó.

Az /1/ alatti differenciálegyenletek rendszeréből kiindulva, hasonlóan mint az elágazásmentes, egyszerű radioaktív bomlás esetén, kormeghatározás céljaira alkalmas, explicit kifejezések nyerhetők:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{A^{40}}{K^{40}} \frac{\lambda}{\lambda_e} + 1 \right] \quad /2/$$

illetve mivel a totális bomlási állandó meghatározása a parciális bomlási állandók segítségével történik:

$$t = \frac{1}{\lambda_e + \lambda_\beta} \ln \left[\frac{A^{40}}{K^{40}} \frac{\lambda_e + \lambda_\beta}{\lambda_e} + 1 \right] \quad /3/$$

Gyakorlati okokból szokás bevezetni az $R = \lambda_e / \lambda_\beta$ elágazási viszony értékét, melynek felhasználásával a /3/ kifejezés a következőképpen is írható:

$$t = \frac{1}{\lambda_e} \frac{R}{R + 1} \ln \left[\frac{A^{40}}{K^{40}} \cdot \frac{R + 1}{R} + 1 \right] \quad /4/$$

illetve

$$t = \frac{1}{\lambda_\beta} \cdot \frac{1}{R + 1} \ln \left[\frac{A^{40}}{K^{40}} \cdot \frac{R + 1}{R} + 1 \right] \quad /5/$$

Nyilvánvaló, hogy csakugy mint a többi abszolút kormeghatározási módszer alkalmazása esetén, itt is fennáll annak a veszélye, hogy mérési eredményeinket szisztematikus hibák terheljék. Így pl. tekintettel az argon nemesgáz voltára, mindig fennáll a lehetősége annak, hogy a diffúzió következtében fellépő anyagvesztés miatt csak csökkent mennyiségű leányelem legyen jelen a vizsgált objektumban, és így a nyert életkor is alacsonyabb legyen a valódi kornál. Éppen ezért a kálium-argon módszer alkalmazása esetén különös jelentősége van a vizsgálati anyag helyes és körültekintő megválasztásának.

A szisztematikus hibák lehetőségétől függetlenül is jelentőségei bir annak az eldöntése, hogy mennyiben befolyásolják az egyes részmenyiségek meghatározásának hibái a nyert abszolút életkor értékét, azaz hogy miként származtatható az életkor hibája (szórása) az egyes mért mennyiségek hibáiból (szórásából) valamint a felhasznált állandók értékeinek bizonytalanságából. A korábbi irodalomban SZTARIK [1] könyvében találunk kifejezéseket a mérési hiba alakjára vonatkozóan, e kifejezések azonban a gyakorlatban csak nehézkesen alkalmazhatók. Éppen ezért célul tűztük ki olyan hibaszámítási eljárás kidolgozását, mely a gyakorlatban könnyen alkalmazható és alkalmazásához megfelelő nomogramok is készíthetők.

A z alkalmazott hibaszámítás alapelvei

A Rb/Sr módszer hibaszámításánál alkalmazott [2] eljáráshoz hasonlóan itt is a Gauss-féle hibaterjedési összefüggést vesszük alapul. Mivel a gyakorlatban kormeghatározásra leginkább az [5] kifejezést használjuk, a hiba kifejezését is erre vonatkozóan adjuk meg:

$$\Delta^2 t = \left| \frac{\partial t}{\partial \lambda_\beta} \right|^2 \Delta^2 \lambda_\beta + \left| \frac{\partial t}{\partial R} \right|^2 \Delta^2 R + \left| \frac{\partial t}{\partial A^{40}} \right|^2 \Delta^2 A^{40} + \left| \frac{\partial t}{\partial K^{40}} \right|^2 \Delta^2 K^{40} \quad /6/$$

A /6/ kifejezésben szereplő parciális deriváltak végeredményben a következő módon adhatók meg:

$$\frac{\partial t}{\partial \lambda_\beta} = - \frac{1}{\lambda_\beta} t \quad /7a/$$

$$\frac{\partial t}{\partial R} = - \frac{1}{R+1} \left[t + \frac{1}{R} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda} \right] \quad /7b/$$

$$\frac{\partial t}{\partial A^{40}} = \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda} \cdot \frac{1}{A^{40}} \quad /7c/$$

$$\frac{\partial t}{\partial K^{40}} = - \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda} \cdot \frac{1}{K^{40}} \quad /7d/$$

tekintetbe véve, hogy az R elágazási viszony definíciójából következően $(R+1)\lambda_\beta = \lambda$ a totális bomlási állandót adja meg.

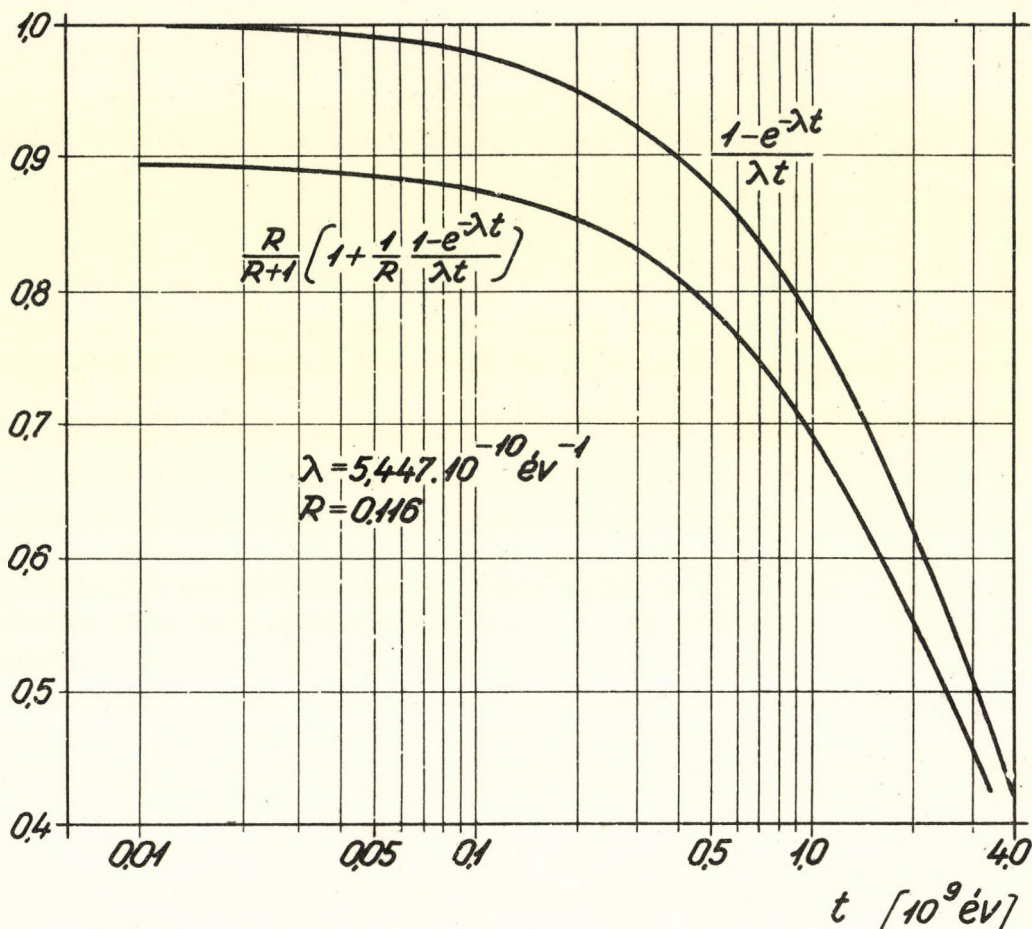
A /7a/ - /7d/ kifejezések felhasználásával a /6/ hibaterjedési összefüggés a következőképpen alakul:

$$\begin{aligned} \Delta^2 t = & \left(\frac{1}{\lambda_\beta} t \right)^2 \Delta^2 \lambda_\beta + \left(\frac{1}{R+1} \right)^2 \left[t + \frac{1}{R} \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda} \right]^2 \Delta^2 R + \\ & + \left[\frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda} \right]^2 \left[\left(\frac{\Delta A^{40}}{A^{40}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta K^{40}}{K^{40}} \right)^2 \right]; \end{aligned} \quad /8/$$

illetve a nyert életkorérték relatív hibájának négyzete, átalakítások után:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 = & \left(\frac{\Delta \lambda_\beta}{\lambda_\beta} \right)^2 + \left(\frac{R}{R+1} \right)^2 \left[1 + \frac{1}{R} \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t} \right]^2 \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2 + \\ & + \left[\frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t} \right]^2 \left[\left(\frac{\Delta A^{40}}{A^{40}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta K^{40}}{K^{40}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad /9/$$

Az 1. ábrán feltüntettük az $(1 - e^{-\lambda t})/\lambda t$ mennyiséget az életkor függvényében, a totális bomlási állandót $\lambda = 5,447 \cdot 10^{-10} \text{ év}^{-1}$ értékűnek véve. Ugyancsak az 1. ábra tartalmazza a /9/ kifejezésben az elágazási viszony relatív hibája négyzetének együtthatójaként a négyzeten szereplő mennyiség időfüggését is, az elágazási viszonyt $R = 0,116$ -nak véve. (Az egyes állandók értékeinek megválasztását illetően utalunk e közlemény további részeiben foglaltakra.)



1. ábra. Az $(1 - e^{-\lambda t})/\lambda t$ valamint az $\left(\frac{R}{R+1}\right) \left[1 + \frac{1}{R} \frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t}\right]$ mennyiségek az abszolút életkor függvényében.

Az 1. ábra görbéinek menetéből kitűnik, hogy azok kevésbé térnek el egymástól, és a járulékos hibák értékét csak kb. egymilliárd évnél idősebb kőzetek esetén csökkentik lényeges mértékben. Nem követünk el tehát lényeges pontatlanságot, ha a két együttható kifejezését azonosnak tekintjük, és az eredő hibát a következő kifejezés alapján számítjuk:

$$\frac{\Delta t}{t} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left[\frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t}\right]^2 \left[\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A^{40}}{A^{40}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K^{40}}{K^{40}}\right)^2\right]} \quad /10/$$

Az 1. ábrából kitűnik az is, hogy az $(1 - e^{-\lambda t})/\lambda t$ együttható értéke mintegy 300 millió éves életkor esetén is csak kb. 8 %-al különbözik az egységtől. Éppen ezért

figyelembevétele csak prekambriumi kőzetek esetén indokolt, annál is inkább mert e tényező elhagyása a hiba értékét csak növeli. Paleozoós és fiatalabb képződmények esetén az életkor relatív hibáját a részmennyiségek relatív hibáinak négyzetösszegéből vont négyzetgyök adja jó közelítéssel.

A következőkben a /10/ kifejezésben előforduló egyes relatív hibák megbecslésével foglalkozunk.

A K^{40} parciális bomlási állandóinak relatív hibája

A K^{40} izotóp parciális bomlási állandóinak meghatározásával az irodalomban számos közlemény foglalkozik. Mivel a K^{40} által kibocsátott béta-részek energiája meglehetősen magas ($E_{max} = 1,33 \text{ MeV}$), a béta-bomlás állandójának meghatározására elsősorban számlálási módszerek kínálóznak, s segítségükkel a kálium fajlagos aktivitása kielégítő pontossággal határozható meg.

Az elágazási arány meghatározására két módszer áll rendelkezésre. Egyrészt közvetlenül meghatározható az elektronbefogás valószínűsége a bomlást követően keletkezett Ca^{40} mag gerjesztett állapotából kibocsátott gamma-részek számlálása, tehát a kálium fajlagos gamma-aktivitásának meghatározása útján, másrészt maga az elágazási arány is meghatározható oly módon, hogy ismert abszolút életkorral rendelkező ásványokban határozzuk meg az A^{40}/K^{40} arány értékét, és a béta-bomlás állandóját ismertnek véve állapítjuk meg mint egyetlen ismeretlennek, az R paraméternek az értékét. Az így történő meghatározás egyébként a Rb^{87} bomlási állandójának meghatározására alkalmazott geokémiai módszernek a megfelelője. Mivel a gamma-számlálási módszerek abszolút hatásfoka gyakran nem határozható meg kielégítő pontossággal, a geokémiai módszerrel nyert értékek is hasznosíthatók a gyakorlatban, bár az általuk nyert adatok járulékos hibaként tartalmazzák a meghatározás alapjául szolgáló, más módszerekkel nyert abszolút életkorok hibáját is. Ez az oka egyébként annak, hogy a /3/ kifejezés helyett éppen az /5/ kifejezés nyert széleskörű elterjedést, mivel paraméterként a közvetlenül mért értékeket tartalmazza.

Az 1. táblázatban időrendben összefoglaltuk a kálium specifikus beta-aktivitásának meghatározására eddig végzett mérések [3] - [20] eredményeit, a mérési módszer feltüntetésével. A táblázatban csupán a szerző(k) nevét és a közlés évét tüntettük fel, a továbbiakra nézve az irodalomjegyzékre utalunk.

Ha az 1. táblázatban foglalt mérési eredmények átlagértékét képezzük, a természetes kálium fajlagos béta-aktivitására $28,6 \pm 0,4 \beta/\text{sec.gr K}$ értéket kapunk, ahol az átlagérték képzésénél a csillaggal (*) jelölt erősen kiugró értéket elhagytuk. Az átlagérték hibája gyanánt a középérték középhibát tüntettük fel.

A fajlagos aktivitás értékéből a K^{40} izotóp előfordulási gyakoriságának ismeretében, felhasználva az Avogadro-szám értékét, a béta-bomlási állandó kiszámítható. A kálium izotóppösszetételére vonatkozó irodalmi adatokat [21] - [26] a következő, 2. táblázatban foglaltuk össze.

A K^{40} izotópgyakoriságára nézve legvalószínűbb értéként a 2. táblázat három utolsó, aláhuzott adatának átlagát fogadhatjuk el. Ennek megfelelően a K^{40} atomi gyakoriságát $0,01181 \pm 0,00005$ atom %-nak vehetjük, ahol hiba gyanánt ismét a középérték középhibát tüntettük fel.

1. táblázat

A természetes izotópösszetételű kálium fajlagos béta-aktivitásának meghatározására irányuló mérések eredményei

Szerző, közlés éve és irodalmi utalás	Módszer	Fajlagos béta-aktivitás $\beta/\text{sec gr K}$
GRÁF, T. /1948/ [3]	GM-számláló. Összehasonlítás U-standarddal.	$26,8 \pm 1,2$
HIRZEL, O. - WAFFLER, H. /1948/ [4]	Összehasonlítás U és Al^{28} standardokkal.	34
FLOYD, F.F. - BORST, L.B. /1949/ [5]	GM számláló. Összehasonlítás Na^{24} standarddal.	25,0
STOUT, R.W. /1949/ [6]	GM számláló. Összehasonlítás Na^{24} standarddal.	$30,6 \pm 2,0$
SPIERS, F.W. /1950/ [7]	Összehasonlítás Na^{24} és Ra^{226} standardokkal.	30,5
HOUTERMANS, F.G. - et al. /1950/ [8]	Összehasonlítás Na^{24} standarddal.	$27,1 \pm 1,5$
FAUST, W.R. /1950/ [9]	GM-számláló. Összehasonlítás Na^{24} standarddal.	$31,2 \pm 3,0$
SMALLER, D. - et al. /1950/ [10]	KJ/Tl/ szcint. számláló.	$22,5 \pm 0,7$
SANYER, G.A. - WIEDENBECK, M.L. /1950/ [11]	4π számláló.	$28,3 \pm 1,0$
SANYER, G.A. - WIEDENBECK, M.L. /1950/ [11]	4π számláló. Dusi-tott minta.	30,9
DELANEY, C.F.G. /1951/ [12]	GM-számláló. Összehasonlítás RaE standarddal.	$32,0 \pm 3,0$
GOOD, M.L. /1951/ [13]	KJ/Tl/ szcint. számláló.	$27,1 \pm 0,6$
HÉE, A. - et al. /1954/ [14]		42,0*
SUTTLE, A.D. - LIBBY, W.F. /1955/ [15]	Abszolút β -számláló.	$29,6 \pm 0,7$
KONO, S. /1955/ [16]		29,2
McNAIR, A. - et al. /1956/ [17]		27,5
KELLY, W.H. - et al. /1959/ [18]		$27,2 \pm 0,5$
GLENDENIN, L.E. /1961/ [19]	Folyadékszcintillátor.	$28,2 \pm 0,3$
ФЛЕЙШМАН, Д.Г. - ГЛАЗУНОВ, В.В. /1962/ [20]	Szerves szcintillátor.	$27,2 \pm 0,1$

2. táblázat

A természetes kálium izotóppösszetételére vonatkozó irodalmi adatok.

Szerző, közlés éve és irodalmi utalás	K^{39}	K^{40}	K^{41}
WHITE, J. - CAMERON, A.E. /1948/ [21]	93,14 %	0,01 %	6,85 %
PAUL, W. /1948/ [22]	93,30 %	0,012 %	6,68 %
HIBBS, R.F. - REDMOND, J.W. /1949/ [23]	93,25 %	0,010 %	6,75 %
NIER, A.O. /1950/ [24]	93,08 %	0,0119 %	6,91 %
WHITE, F.M. - et al. /1956/ [25]	93,23 %	0,0118 %	6,76 %
REUTESWARD, C. /1956/ [26]	93,13 %	0,01174 %	6,86 %

Az 1. táblázat adatai, valamint a K^{40} izotóppgyakoriságának fenti értéke alapján a K^{40} béta-bomlási állandójára a következő eredményt kapjuk, a fajlagos aktivitás és az izotóppgyakoriság hibája alapján számított hibakorláttal:

$$\lambda_{\beta} = 4,880 \pm 0,071 \cdot 10^{-10} \text{ év}^{-1}$$

ahol tenát a bomlási állandó relatív hibája $\Delta\lambda_{\beta}/\lambda_{\beta} = 0,015$.

A 3. táblázat tartalmazza a természetes kálium fajlagos gamma-aktivitásának meghatározására fizikai módszerekkel végzett mérések eredményeit [3] - [5], [7] - [9], [15], [17], [27] - [33]. Hasonlóan, mint az 1. táblázatban, itt is feltüntettük az irodalmi utaláson kívül a mérési módszer jellegét is.

Hasonlóan, mint az 1. táblázatnál, itt is képezhetjük az egyes mérési eredmények átlagát. Az átlag képzésénél elhagyjuk a FLOYD és BORST [5] által megadott és a többi mérési adattól erősen eltérő eredményt, továbbá SUTTLE és LIBBY [15] mérési eredményét, amely mindössze egy egyszerű gamma-intenzitásmérésen alapszik és kevésbé

eredményét, amely mindössze egy egyszerű gamma-intenzitásmérésen alapszik és kevésbé megbízható. Az említett adatok elhagyásával képzett átlagérték a középérték középhibával együtt $3,31 \pm 0,08 \text{ } \gamma/\text{sec gr K}$, és ebből számíthatóan a K^{40} elektronbefogási parciális bomlási állandója $\lambda_e = 0,565 \pm 0,014 \cdot 10^{-10} \text{ év}^{-1}$, ahol tehát a relatív hiba $\Delta\lambda_e/\lambda_e = 0,024$.

A parciális bomlási állandók értékei alapján a K^{40} totális bomlási állandójára nézve $\lambda = 5,445 \pm 0,072 \cdot 10^{-10} \text{ év}^{-1}$ adódik eredményül, továbbá az elágazási arányra $R = 0,116 \pm 0,003$ értéket kapunk, ahol tehát a relatív hiba $\Delta R/R = 2,8 \%$.

Számos közlemény foglalkozik az irodalomban az R elágazási viszonynak geo-kémiai módszerekkel, ismert koru képződményeken végzett A^{40}/K^{40} mérés alapján történő

3. táblázat

A természetes kálium fajlagos gamma-aktivitására vonatkozó irodalmi adatok.

Szerző, közlés éve és irodalmi utalás	Módszer	Fajlagos gamma-aktivitás $\gamma/\text{sec gr K}$
GLEBITSCH, E. - GRÁF, T. /1947/ [27]	GM-számláló	$3,6 \pm 0,8$
HESS, W.F. - ROLL, J.D. /1948/ [28]	Kőzet fölötti ionizáció. Ionizációs kamra.	$3,1^*$
HESS, W.F. - ROLL, J.D. /1948/ [28]	Energia-abszorpció ionizációs kamrában.	$2,6$
AHRENS, L.H. - EVANS, R.D. /1948/ [29]	Energia-abszorpció ionizációs kamrában.	$3,42 \pm 0,07$
GRÁF, T. /1948/ [3]	GM-számláló, U-standard.	$3,4 \pm 0,5$
HIRZEL, O. - WAFFLER, H. /1948/ [4]	GM-számláló. U-standard.	$3,0^*$
EVANS, R.D. - EVANS /1948/ [29]		$3,6$
FLOYD, F.F. - BORST, L.B. /1949/ [5]	Összehasonlítás Na^{24} standarddal.	$1,2^* \pm 0,3$
SAWYER, G.A. - WIEDENBECK, M.L. /1949/ [30]	Szcint. számláló. Összehasonlítás K^{42} standarddal.	$3,6 \pm 0,3$
BACKENSTOSS, G. - GOEBEL, K. /1950/ [31]		$3,5 \pm 0,14$
SPIERS, F.W. /1950/ [7]		$3,0$
HOUTERMANS, F.G. - et al. /1950/ [8]	Összehasonlítás Co^{60} standarddal.	$3,1 \pm 0,3$
FAUST, W.R. /1950/ [9]	GM-számláló.	$3,6 \pm 0,4$
BURCH, P.R.J. /1953/ [32]	Összehasonlítás K^{42} standarddal.	$3,37 \pm 0,09$
SUTTLE, A.D. - LIBBY, W.F. /1955/ [15]	Összehasonlítás Co^{60} standarddal.	$2,96 \pm 0,3$
McNAIR, A. - et al. /1956/ [17]		$3,33 \pm 0,15$
WETHERILL, G.W. /1957/ [33]		$3,39 \pm 0,12$

A csillaggal jelölt mérési eredmények átszámított, korrigált adatok.

meghatározásával. A különböző szerzők [34] - [48] eredményei a 0,06 - 0,13 határok közé esnek, bár az 1955 utáni eredmények [42] - [48] szórása lényegesen kisebb, az egyes közölt értékek a 0,105 - 0,126 határok között fekszenek. Az 1955 - 1958 között publikált, gondosan megválasztott anyagon végzett pontos mérési adatok átlagértéke $R = 0,115 \pm 0,003$, ami igen jól megegyezik a fajlagos aktivitás alapján számított elágazási arány előbb megadott értékével. Magától értetődő azonban, hogy a geokémiai módszerekkel nyert adatok csak igen óvatosan értékelhetők, mert az esetleges argon-vesztesség befolyásolhatja az elágazási viszonyra nyert számértéket is, éppen ezért az ilyen célokat szolgáló mérésnél még fokozottabb elővigyázatosságra van szükség a felhasznált minták kiválasztásánál, s a nyert adatok eleve korlátozott pontosságúak, bár a gyakorlatban felhasználásuk jó eredményeket szolgáltatott.

Nyomatékosan hangsúlyozni kívánjuk, hogy a jelen közlemény távolról sem lép fel azzal az igénnyel, hogy kritikai vizsgálat tárgyává tegye az eddig tárgyalt állandók értékeit; a különböző forrásokból származó mérési eredmények kumulatív felsorolásával csupán becslést akartunk nyerni a K-Ar módszer alkalmazásánál felhasznált állandók figyelembeveendő hibakorlátait illetően. Az elmondottakból következtetésként viszont leszűrhető, hogy a λ_β parciális bomlási állandó, illetve az R elágazási viszony relatív hibájaként az alábbi értékek fogadhatók el:

$$\Delta\lambda_\beta/\lambda_\beta = 0,015$$

$$\Delta R/R = 0,028$$

A z A^{40}/K^{40} a r á n y m é r é s i h i b á i

A K^{40} izotóp bomlása során keletkezett A^{40} gáz mennyiségi meghatározása általában volumetrikus úton történik, bár újabban egyre szélesebb körben kerül az izotóphigitás módszere is alkalmazásra. Az egyes hibalehetőségek felsorolása, kiértékelése meghaladná e közlemény kereteit, így itt azokkal nem foglalkozunk. Hibalehetőségként merül fel az argon esetleges tökéletlen kivonása a kőzetből, továbbá a légköri argonnal való szennyeződésnek a lehetősége. Tekintettel arra, hogy a légköri argon az A^{40} izotóp mellett A^{38} és A^{39} izotópokat is tartalmaz, a minta izotópösszetételének ismeretében a légköri argonszennyezésre történő korrekció könnyen megvalósítható.

Az A^{40} mennyiségi meghatározásánál tapasztalható mérési hibák meglehetősen tág határok közé esnek, azonban megfelelő precíz módszerek alkalmazásával 1-2 százalékos hibahatár is elérhető.

A K^{40} izotóp mennyiségi meghatározása a mintában jelenlevő összes kálium mennyiségének meghatározása, valamint a kálium izotópösszetételének figyelembevétele útján történhet. A kálium mennyiségi meghatározása történhet gravimetriás, lángfotométeres úton, illetve izotóphigitásos eljárás segítségével. Gravimetriás módszerek természetesen csak akkor jöhetnek számításba, ha elegendő mennyiségű, kielégítően magas káliumtartalommal rendelkező mintán végezzük a meghatározást, azonban ekkor is ügyelni kell az esetleges idegen, zavaró alkatrészek jelenlétére. Alacsonyabb koncentrációk esetén a lángfotometriás meghatározás jöhet számításba. A nagy mérési pontosságot biztosító izotóphigitásos eljárás igen kis kálium-mennyiségek esetén is kiválóan alkalmazható.

Bármilyen eljárással határozzuk is meg az összes kálium mennyiségét, a K^{40} izotóp mennyiségi meghatározásánál járulékos hibaként jelentkezik a radioaktív kálium-izotóp előfordulási gyakoriságának bizonytalansága. Bár több közlemény egybehangzó tanulsága szerint a K^{40} izotópgyakorisága életkortól és előfordulástól függetlenül állandó [49] - [51], a K^{40} izotópgyakorisága csak mintegy 0,5 % relatív hibával ismeretes, így e hibát a koncentrációmérés hibája mellett járulékos hibaként tekintetbe kell vennünk.

A kálium - argon módszer mérési hibája

Az előzőekben tárgyaltaknak megfelelően a /10/ kifejezés tehát a következőképpen alakul:

$$\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 \approx 0,015^2 + \left[\frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t}\right]^2 [0,028^2 + 0,005^2 + \left(\frac{\Delta A^{40}}{A^{40}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2] \quad /11/$$

ahol most már $\Delta K/K$ -val az összes kálium meghatározásának relatív hibáját jelöltük. Az egyes számszerűen megadott részhibák származtatása a közlemény szövegéből kitűnik.

Figyelembe véve az $(1 - e^{-\lambda t})/\lambda t$ mennyiségnek az életkortól való függését, e tényezőt paleozoós és fiatalabb képződmények esetén elhagyhatjuk, és ekkor az életkorérték relatív hibáját a következő összefüggés adja:

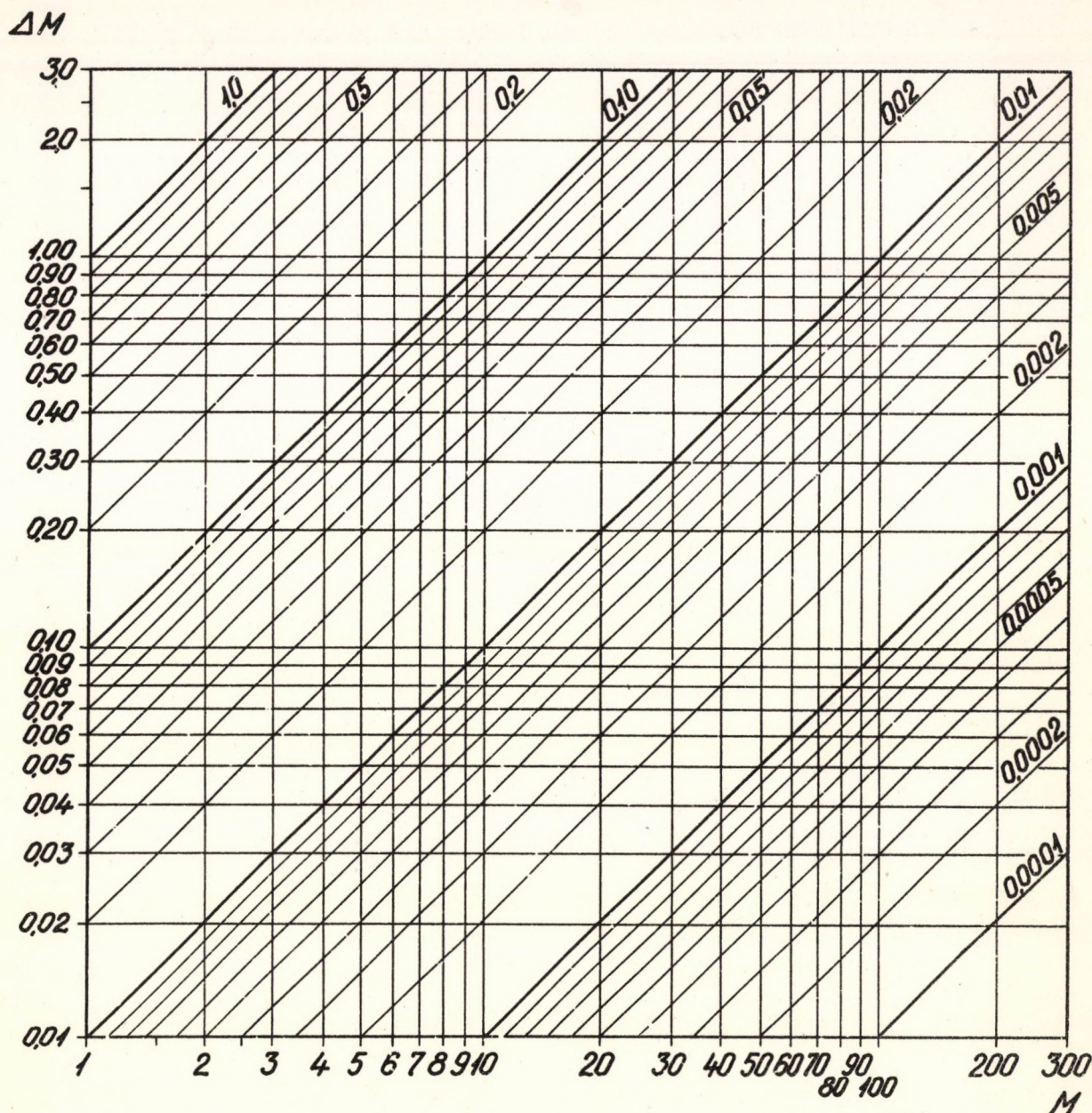
$$\frac{\Delta t}{t} [\%] \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta A^{40}}{A^{40}} [\%]\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K} [\%]\right)^2 + 3,2^2} \quad /12/$$

ahol a számszerűen megadott hibák értékeit egy tagba vontuk össze és négyzetes kifejezés formájában adtuk meg.

Prekambriumi kőzetek esetén a valódi középhiba a /12/ kifejezés által szolgáltatott értéknél kisebb, mivel a /10/ kifejezésben szereplő és az életkortól függő szorzótényező értéke minden esetben kisebb mint 1. Ilyen esetben az életkor mérési hibáját a következő kifejezés szolgáltatja:

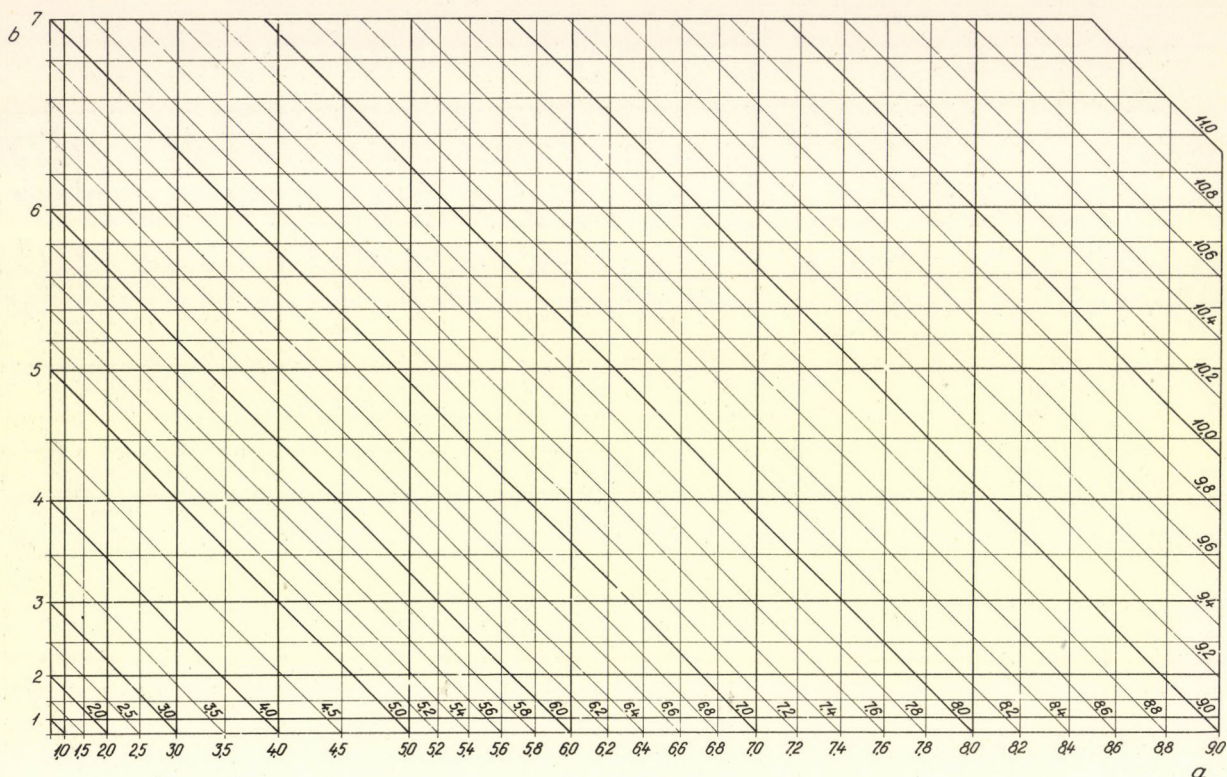
$$\frac{\Delta t}{t} [\%] \approx \sqrt{1,5^2 + \left[\frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t}\right]^2 \left[\left(\frac{\Delta A^{40}}{A^{40}} [\%]\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K} [\%]\right)^2 + 2,8^2\right]} \quad /13/$$

A hibaértékek kiszámításához néhány nomogramm közlésével kívánunk segítséget nyújtani. Az abszolút hibák ismeretében a relatív hibák egyszerűen leolvashatók a 2. ábra nomogrammájából, ahol az abszcisszán az M mért értékeket, az ordinátán a ΔM abszolút hibát tüntettük fel. A két koordináta által meghatározott ponton keresztülhaladó 45° meredekségű egyenes mellett látható szám a keresett relatív hiba értékét adja. A 2. ábra 0,01 % - 100 % határok között teszi lehetővé a relatív hiba értékének közvetlen meghatározását.



2. ábra. Nomogramm relatív hibák meghatározásához.

Az egyes részhibák négyzetösszegéből vont négyzetgyök, tehát az eredő hiba meghatározására a 3. ábrán látható nomogramm szolgál. A négyzetes skálabeosztással készült abszcissa- és ordinátatengelyeken a relatív részhibák értékei találhatók. Több részhiba összegezése oly módon történik, hogy az első részhiba, mint abszcissa valamint a második részhiba, mint ordináta által meghatározott ponton keresztülmenő 135° hajlásszögű egyenes mentén haladunk az a abszcisszatengelyig, amelyen az említett egyenes az a és b mennyiségek négyzetösszegéből vont négyzetgyök értékét adja meg. Ezzel az értékkel mint abszcisszával, valamint a következő részhiba értékével mint ordinátával az eljárás ismételhető. A 3. ábra nomogramja 11 %-ig terjedő eredő hibák kiszámítását teszi lehetővé.



3. ábra. Nomogramm összetett hibák képzéséhez, relatív hibák négyzetösszegeiből vont négyzetgyökök kiszámításához.

Az eredő hibának idős kőzetek esetén tapasztalható életkorfüggése a 4. ábra segítségével vehető egyszerűen figyelembe. Az Y -al jelölt tengelyen az $(1-e^{-\lambda t})/\lambda t$ szorzóval szorozni kívánt mennyiség által kijelölt pontot egyenessel összekötjük az átlós " t " tengely azon pontjával, melyet a K^{40} -skálához tartozó t életkorérték mint paraméter kijelöl. Ezen metsző egyenes meghosszabbítása által az X tengelyen kijelölt pont az életkortól függő szorzóval megszorozott hiba értékét adja meg.

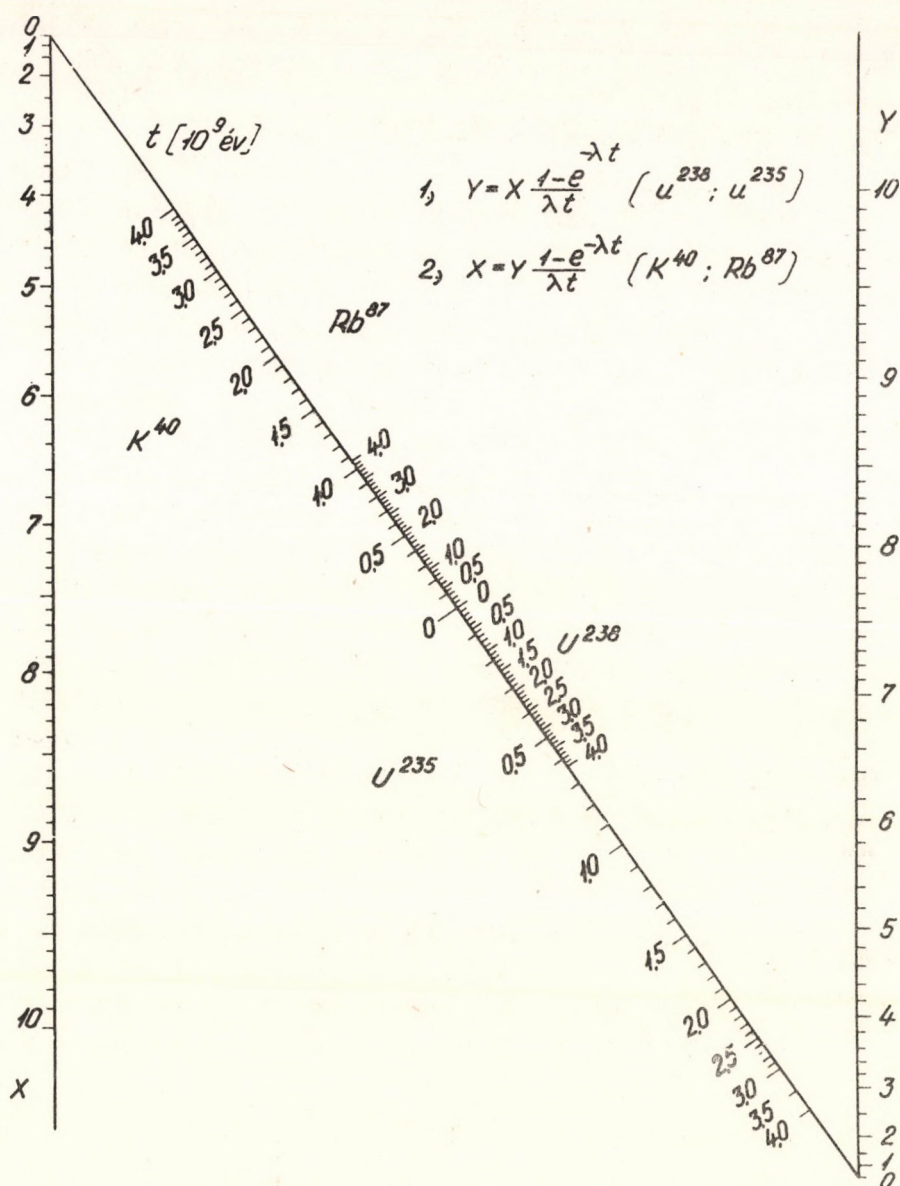
A 4. ábra nomogramja a kálium-argon kormeghatározásnál fellépő szorzási műveleten kívül alkalmas az U-Pb Rb-Sr kormeghatározások hibaszámításánál fellépő analóg szorzási műveletek elvégzésére is.

Prekambriumi kőzetek esetén tehát a követendő eljárás a következő. Képezzük az argon és kálium mennyiségi meghatározása valamint az elágazási arány hibáinak négyzetösszegéből vont négyzetgyököt a 3. ábra nomogramjának segítségével, a nyert értéket a 4. ábra nomogramján megszorozzuk az életkortól függő szorzótényezővel, majd a kapott értékhez újra a 3. ábra segítségével adjuk hozzá a bomlási állandó relatív hibáját.

Hogy a követendő eljárást gyakorlatilag is megvilágítsuk, tekintsük a következő példát: (A példában fiktív adatok szerepelnek.)

Legyen adva egy prekambriumi kőzetminta a következő elemzési adatokkal. Káliumtartalom $0,0400 \pm 0,0005$ gr K/gr, argontartalom (radiogén argon) $0,480 \pm 0,008 \cdot 10^{-3}$ ccm/gr. Egyszerű, itt nem részletezett számítás segítségével az A^{40}/K^{40} arányra nézve $0,181$ -et kapunk eredményül. Ha $\lambda_{\beta} = 4,88 \cdot 10^{-10}$ év $^{-1}$ és $R = 0,116$ értékekkel számolunk, 1850 millió éves életkort kapunk.

A 2. ábra grafikonja segítségével számítva az egyes mért mennyiségek relatív hibái a következők: $\Delta A^{40}/A^{40} = 0,008/0,48 = 0,08/4,8 \sim 1,7 \%$; $\Delta K/K = 0,0005/0,04 = 0,05/4,0 \sim 1,2 \%$. E két részhiba négyzetösszegéből vont négyzetgyök a 3. ábra nomo-



4. ábra. Nomogramm az eredő hiba életkorfüggésének figyelembevételéhez.

grammjának segítségével 2,1 %. Ugyancsak a 3. ábra grafikonja segítségével képezzük ennek az értéknek az elágazási arány relatív hibájával, 2,8 %-al alkotott négyzetösszegének négyzetgyökét, eredményül 3,5 %-ot kapunk. A 4. ábrán az Y -akálán mért 3,5 %-nak megfelelő pontot összekötjük a " K^{40} " skálán $t = 1,85 \cdot 10^9$ évnek megfelelő ponttal, az X -skálán az így felfektetett egyenes által kimetszett érték 2,3 %. Ennek a mennyiségnek valamint a λ_B bomlási állandó bizonytalanságának, 1,5 %-nak négyzetösszegéből vont négyzetgyök a 3. ábra segítségével 2,7 %-nak adódik, amit az életkor relatív hibájának tekintünk. (Amennyiben a relatív hibának az életkortól való függését nem vesszük tekintetbe, úgy végeredményül 3,8 %-os hibaértéket kapnánk.) A fentieknek megfelelően tehát a nyert életkorérték $t = (1850 \pm 50)$ millió év.

Irodalom

- [1] СТАРХ, Н.Е.: Ядерная Геохронология. Акадиздат, М.-Л., /1963/.
- [2] KOVÁČE, Á.: ATOMKI Közlemények, 5, 77 /1963/.
- [3] GRÁF, T.: Phys. Rev., 74, 831 /1948/.
- [4] HIRZEL, O. - WAFFLER, H.: Phys. Rev., 74, 1553 /1948/.
- [5] FLOYD, F.F. - BORST, L.B.: Phys. Rev., 75, 1106 /1949/.
- [6] STOUT, R.W.: Phys. Rev., 75, 1107 /1949/.
- [7] SPIERS, F.W.: Nature, 165, 356 /1950/.
- [8] HOUTERMANS, F.G. - et al.: Z. Physik, 128, 657 /1950/.
- [9] FAUST, W.R.: Phys. Rev., 78, 624 /1950/.
- [10] SMALLER, D. - et al.: Phys. Rev., 79, 940 /1950/.
- [11] SAWYER, G.A. - WIEDENBECK, L.M.: Phys. Rev., 79, 490 /1949/.
- [12] DELANEY, E.F.G.: Phys. Rev., 81, 158 /1951/.
- [13] GOOD, M.L.: Phys. Rev., 83, 1054 /1951/.
- [14] HÉE, A. - et al.: Ann. Geophys., 10, 19 /1954/.
- [15] SUTTLE, A.D. - LIBBY, W.F.: Anal. Chem., 27, 927 /1955/.
- [16] KONO, S.: J. Phys. Soc. Japan, 10, 495 /1955/.
- [17] MCNAIR, A. - et al.: Phil. Mag., 1, 199 /1956/.
- [18] KELLY, W.H. - et al.: Nucl. Phys., 11, 492 /1959/.
- [19] GLENDENIN, L.E.: Ann. N.Y. Acad. Sci., 91, Art. 2, 186 /1961/.
- [20] ФЛЕЙНМАН, Д.Г. - ГЛАЗУНОВ, В.В.: Ат. Энергия, 12, 320 /1962/.
- [21] WHITE, J. - CAMERON, A.E.: Phys. Rev., 74, 391 /1948/.
- [22] PAUL, W.: Z. Physik, 124, 244 /1948/.
- [23] HIBBS, R.F. - REDMOND, J.W.: USAEC Report Y-290 /1949/.
- [24] NIER, A.O.: Phys. Rev., 77, 789 /1950/.
- [25] WHITE, J. - et al.: Phys. Rev., 101, 1786 /1956/.
- [26] REUTESWARD, C.: Ark. f. Fysik, 11, 1 /1956/.
- [27] GLEDITSCH, E. - GRÁF, T.: Phys. Rev., 72, 640 /1947/.
- [28] HESS, W.F. - ROLL, J.D.: Phys. Rev., 73, 916 /1948/.
- [29] AHRENS, L.H. - EVANS, R.D.: Phys. Rev., 74, 278 /1948/.
- [30] SAWYER, G.A. - WIEDENBECK, M.L.: Phys. Rev., 76, 1535 /1949/.
- [31] BACKENSTOSS, G. - GOEBEL, K.: Z. Naturforsch., 10a, 920 /1950/.
- [32] BURCH, P.R.J.: Nature, 172, 361 /1953/.
- [33] WETHERILL, G.W.: Science, 126, 545 /1957/.
- [34] ALDRICH, L.T. - NIER, A.O.: Phys. Rev., 74, 876 /1948/.
- [35] ГЕРЛИНГ, Э.К. - et al.: Докл. АН. СССР, 78, /1949/.
- [36] INGRAM, M.G. - et al.: Phys. Rev., 80, 916 /1950/.
- [37] MOUSUF, A.K.: Phys. Rev., 88, 150 /1952/.
- [38] RUSSELL, R.D. - et al.: Phys. Rev., 91, 1223 /1953/.
- [39] WASSERPURG, H.A. - HAYDEN, R.J.: Phys. Rev., 93, 645 /1954/.
- [40] SHILLIBEER, H.A. - et al.: Phys. Rev., 94, 1793 /1954/.
- [41] FARQUHAR, R.M.: in Nucl. Proc. in Geol. Settings. NAS-NRC Publ. No. 400 p.4 /1954/.

- [42] WASSERBURG, G.J. - HAYDEN, R.J.: *Geochim. et Cosmochim. Acta*, 7, 51 /1955/.
- [43] WETHERILL, G.W. - *et al.*: *Geochim. et Cosmochim. Acta*, 8, 171 /1955/.
- [44] ГЕРЛИНГ, Э.К. - *et al.*: Тр. 3. Сесс. Ком. по опр. абс. возраста геол. форм., Академиздат, М.-Л., /1955/ p. 16.
- [45] WASSERBURG, G.J. - HAYDEN, R.J.: *Geochim. et Cosmochim. Acta*, 10, 152 /1956/.
- [46] WETHERILL, G.W. - *et al.*: *Phys. Rev.*, 103, 987 /1956/.
- [47] CARR, D.R. - KULP, J.L.: *Bull. Amer. Geol. Soc.*, 68, 763 /1957/.
- [48] ГЕРЛИНГ, Э.К.: *Геохимия*, No. 4, 287 /1958/.
- [49] LÉTOLLE, R.: *C.R. Acad. Sci. Paris*, 254, 2205 /1962/.
- [50] VENKATASUBRAMANIAN, V.S.: NP-9166, p. 222, *Indian Inst. of Sci.*, Bangalore, Publ.
- [51] HARMS, G. - *et al.*: *C.R. Acad. Sci. Paris*, 255, 3203 /1962/.

HŐSZIGETELŐK VIZSGÁLATA ALACSONY HŐMÉRSÉKLETEN

NOVÁK DEZSŐ - ZSADÁNYI PÁL

Mértük Hungarocel műanyaghab illetve hazai gyártmányú perlit hővezetőképességét vákuumban, a nyomás függvényében. Meghatároztuk a perlit hővezetőképességét a szemcsenagyság és a sűrűség függvényében 10^{-3} Hgmm-nél alacsonyabb nyomás esetén.

Alacsony hőmérsékletű folyadékok tárolása jelentős hőszigetelési problémákat vet fel. A nagy hőmérsékletkülönbség hatására a hideg tartályokba sugárzás ill. a körülötte levő szilárd vagy gáznemű közeg hővezetése révén jut hőmennyiség. Hőszigeteléssel a hőbeáramlás mindhárom módját csökkenteni kell.

A szokásos megoldások közül az egyik az, hogy a szigetelendő edényt valamilyen porozus anyaggal (üvegyapot, salakgyapot, perlit vagy **újabbban műanyaghab**) vesszük körül. A porozitás alacsony hővezetőképességgel jár együtt. Ily módon kb. 300 - 500 $\mu\text{W/cm K}^\circ$ hővezetőképességű szigetelés állítható elő. Az átjutó hő a szigetelő szilárd anyagán ill. az azt megtöltő gázon halad át. A sugárzás szerepe rendszerint lényegtelen.

Másik lehetséges megoldás, hogy vákuumköpennyel vesszük körül a tároló edényt és abban olyan vákuumot létesítünk, hogy a molekulák szabad uthossza az edény méreteivel összemérhetővé váljék és a gáz hővezetőképessége lecsökkenjen. Ez a gyakorlatban legalább 10^{-4} Hgmm körüli vákuum folyamatos fenntartását követeli meg. Vákuum-hőszigeteléssel sokkal jobb eredmény érhető el, mint az előző módszerrel. Általában vákuum-hőszigetelésnél kb. 1 - 2 nagyságrenddel kisebb a párolgás a Dewar edényekből, mint porozus szigetelő anyagok alkalmazása esetén. Hátrány a bonyolultabb technikai megoldás. A vákuum-hőszigetelésen hő elsősorban sugárzás révén jut át. A sugárzási veszteség csökkentése céljából az edény belső felületét polírozzák, vagy tükröző bevonattal látják el. A vákuum minőségére gondosan ügyelni kell. A legkisebb vákuumhibák miatt is jelentősen megnő a hővezetés.

Az utóbbi 5 - 10 évben külföldön több új hőszigetelő eljárást dolgoztak ki. Az új módszerek nagyságrendekkel kisebb hővezetőképességű rétegeket eredményeznek. Töltsük ki porozus anyaggal, műanyaghabbal [2], vagy laza porral [5, 6] a hőszigetelő vákuumteret és kezdjük fokozatosan vákuumozni. Ebben az esetben már rosszabb vákuumnál, 10^{-1} - 10^{-2} Hgmm-nél is összemérhetővé válik a molekulák szabad uthossza a pórusok mé-

reteivel. A közönséges vákuumhőszigeteléssel szemben további előny, hogy a szigetelő anyag a hőszugárzást is részben leárnyékolja. Hő tulnyomórészt csak a laza por szilárd anyagán keresztül vezetéssel jut be. Egyes esetekben célszerű az áttetsző (tehát a hőszugárzást részben átengedő) de egyébként igen jó hőszigetelő tulajdonságú porokba alumínium- vagy rézport keverni [3, 7]. Ezáltal a szilárd anyag hővezetése ugyan kissé megnő, de a hőszugárzás lényegesen lecsökken. Ezekkel a módszerekkel $10 \mu\text{W}/\text{cm K}^\circ$ körüli hővezetési tényezőjű szigetelés készíthető. Előnyös, hogy a vákuumköpeny a belső megtámasztás miatt nagyobb szilárdságú. Ezért különösen nagyobb tartályok méretezésénél súlymegtakarítás érhető el. Előny az is, hogy a vákuumhibák hatása kisebb, mert a nagy lehűlt pormennyiség adszorpciós tulajdonságánál fogva maga is hozzájárul a vákuum fenntartásához.

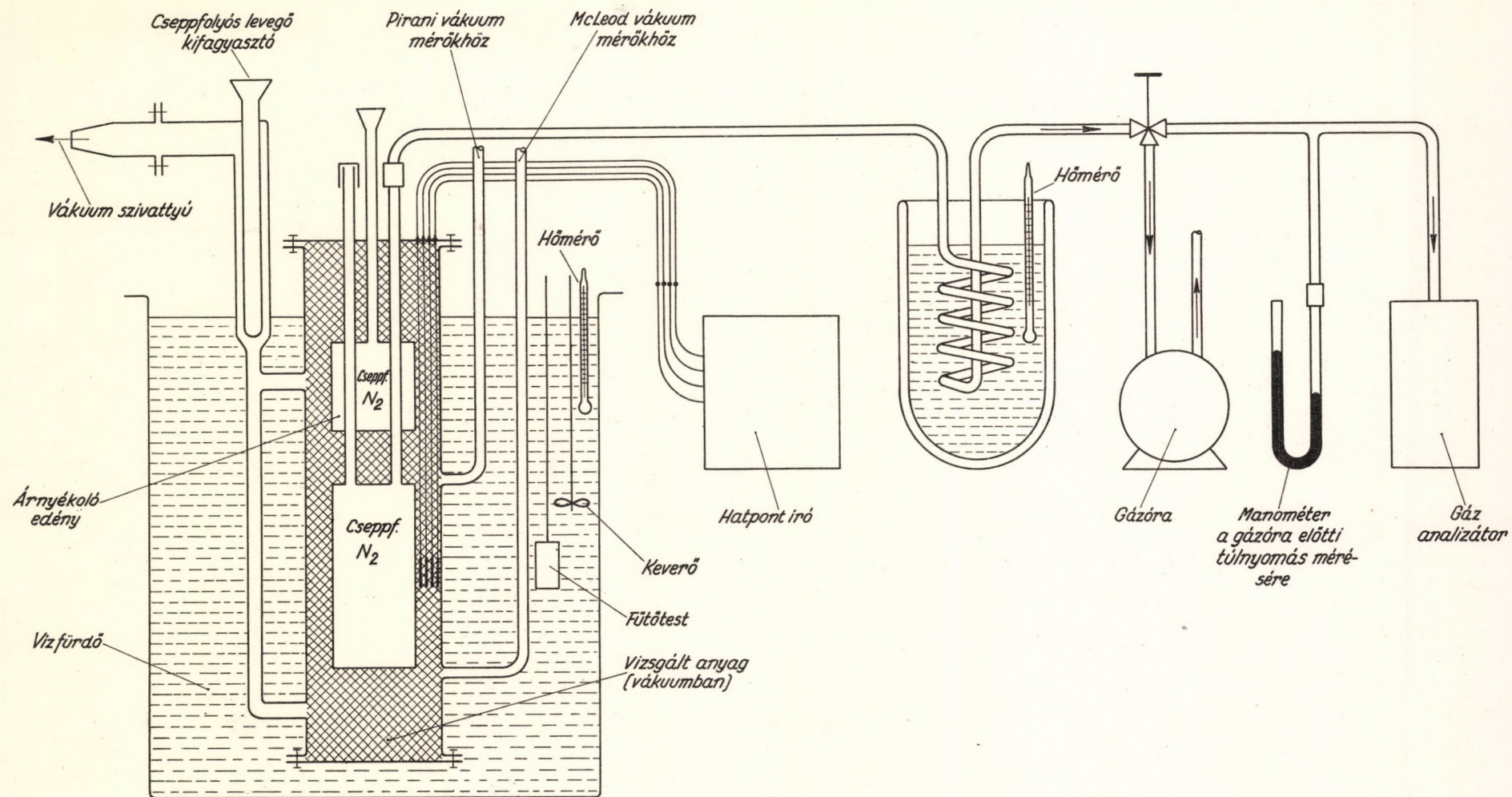
További javítást jelent ha néhány mikron vastag alumínium fóliát térköztartó műanyag fóliával együtt rétegesen borítunk a szigetelendő tartály köré [4]. Centiméterenként 20 - 50 réteget alkalmazva és az elrendezést vákuummal kombinálva a hővezetőképesség $1 \mu\text{W}/\text{cm K}^\circ$ értékre vagy ez alá csökkenthető. Ez az úgynevezett szuperszigetelő a legkisebb hővezetőképességű elrendezés, amit jelenleg elő tudunk állítani.

Az ATOMKI-ban felmerült alacsony hőmérsékleti hőszigetelő problémák megoldására a hazai lehetőségeket kívántuk megvizsgálni. A perlitre vonatkozó külföldi eredmények igen biztatóak [3, 5, 6, 8]. Mérést végeztünk a hazai gyártmányú perlit hővezetőképességére vonatkozóan. Porszigetelők esetén a hővezetőképesség függ a szemcsemérettől (kisebb szemcseméret felé csökken). Ezért mértük a perlitpor hővezetőképességét a szemcseméret függvényében 10^{-3} Hgmm-nél jobb vákuum esetén. Célszerűnek mutatkozott még a hazai kereskedelmi forgalomban Hungarocel néven kapható műanyaghab megvizsgálása tömör ill. granulált állapotban.

A mérőberendezés leírása

A mérőeszköz rajza az 1. ábrán látható. A vizsgálandó anyag 750 mm hosszú, 125 mm belső átmérőjű polirozatlan vascsőben foglal helyet. A cső belsejében koncentrikusan elhelyezett réz edény cseppfolyós nitrogénnel tölthető meg, ezáltal hőfoka 77 K° lesz. Az ebből elpárolgott nitrogén mennyiségét felmelegítés és hőmérsékletének stabilizálása után szelepes száraz gázórával mértük. A gáz elvezető és töltő csöveken keresztül beáramló hő ellen a cseppfolyós nitrogén tartályt a szintén cseppfolyós nitrogénnel töltött árnyékoló edény védte. A külső fal hőmérsékletét vízfürdővel állítottuk be a kívánt értékre. Az alulról beáramló hőtől a tartályt nem védtük árnyékoló edénnyel, hanem az eredmény kiszámolásánál korrekciót vettünk. A hőszigetelő minta rétegvastagsága 20 mm volt. A mérőedény falát nem poliroztuk, hogy a kapott eredmény magára a hőszigetelőre legyen jellemző. A falak átlagos relatív emissziós képessége, $\varepsilon \sim 0,75$ -nek vehető.

A vákuumot ATOMKI gyártmányú booster szivattyúval és $5 \text{ m}^3/\text{óra}$ szivósebességű rotációs szivattyúkkal állítottuk elő. A vákuumértéknek változtatása alacsonyabb nyomásoknál a szivósebesség változtatásával (a vákuumzsilip változó mértékű zárásával), nagyobb nyomásoknál szilikagéllel kiszáritott levegő bejuttatásával történt. A vákuumot McLeod és Pirani vákuummérőkkel mértük. Az előbbi a vákuum abszolút érté-



1. ábra. A mérőberendezés vázlatos rajza.

kének megállapítására szolgált, az utóbbi a nyomás változatlanul tartásához volt nélkülözhetetlen. A méréseket megelőzően két-három napon át szivattuk az anyagot, hogy a nedvesség, és egyéb adszorbeált szennyeződések eltávozzanak. Az első lehűtésre csak a 10^{-3} Hgmm elérése után került sor.

A hőegyensúly beállítását egyes méréseknél a hőszigetelő falba egyenlő távolságokra helyezett Heraeus gyártmányu, kisméretű (1 mm átmérőjű) platina ellenálláshőmérőkkel ellenőriztük. Ezek ellenállását, potencióméteres kapcsolásban, ЭПП-09М1 hatpontiróval regisztráltuk. A stationárius állapot a hővezetőképesség értékétől függően a cseppfolyós nitrogénnel való feltöltéstől ill. a vákuumnyomás változtatásától számított néhány óra alatt állt be (max. 10 - 12 óra).

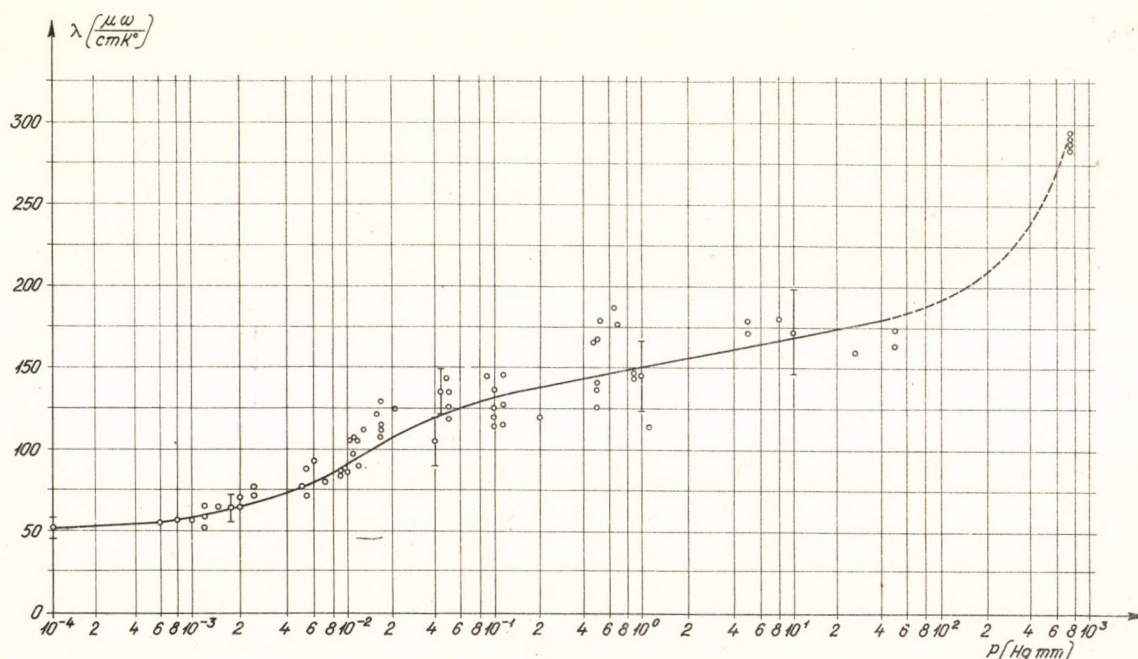
Ellenőriztük a mérőedényből kipárolgó nitrogéngáz oxigéntartalmát és ebből következtettünk a párolgó cseppfolyós nitrogénnek oxigénnel való szennyezettségére. Az oxigéntartalom csak hosszú, több napig tartó mérési sorozatnál volt jelentősebb.

E r e d m é n y e k k i é r t é k e l é s i m ó d j a

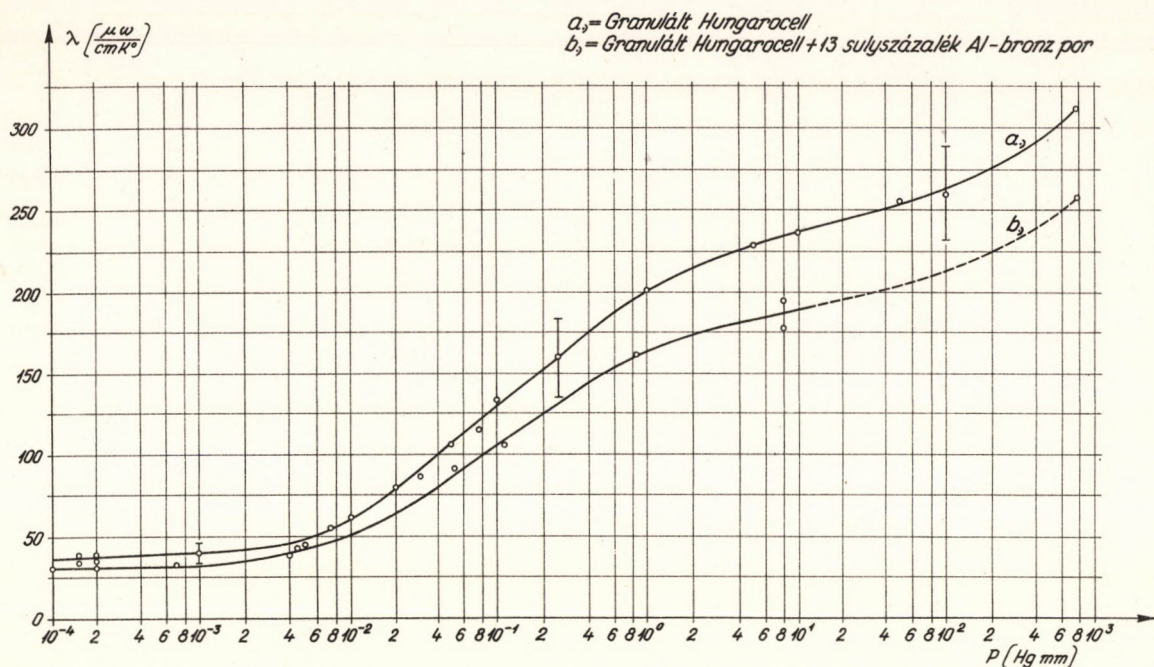
A kiértékeléshez a hengeres fal hővezetésére vonatkozó képletet használtuk [1].

$$\lambda = \frac{Q}{2\pi l \Delta T} \ln \frac{d_2}{d_1}$$

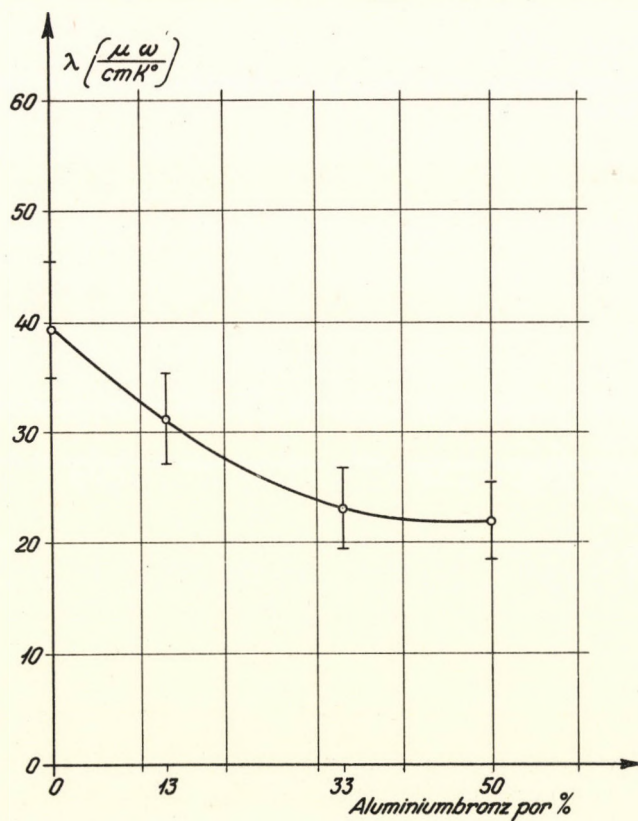
ahol d_1 , d_2 a henger belső ill. külső átmérője, Q a beáramló hőmennyiség, l a henger hossza, ΔT a hőfok esés, λ a hővezetési együttható.



2. ábra. Hungarocel műanyaghab hővezetőképessége a vákuumnyomás függvényében. Rétegvastagság: 20 mm. Falak sugárzási állandója: $\epsilon \sim 0,75$.



3. ábra. Hővezetőképesség a nyomás függvényében, $\rho = 117$ gr/lit sűrűség esetén. Rétegvastagság: 20 mm. Falak sugárzási állandója: $\epsilon \sim 0,75$.



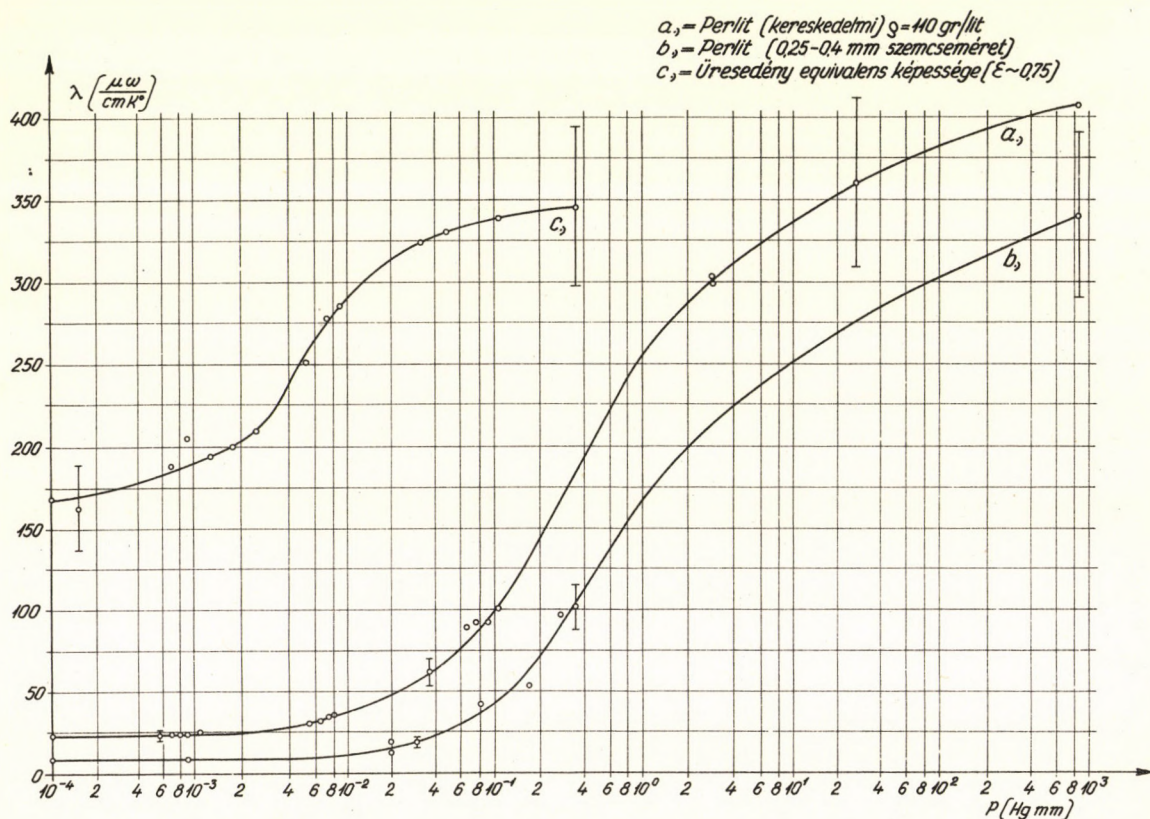
4. ábra. Granulált Hungarocell + alumíniumbronz por keverékének hővezetőképessége az összetétel függvényében 10^{-3} Hgmm-nél alacsonyabb nyomáson.

A 0 értékét a t párolgási időből határoztuk meg, figyelembevéve az oxigénnel való szennyezettségből és a tartály alsó végének árnyékolatlanságából adódó korrekciókat.

A t idő kiszámítása úgy történt, hogy az edény teljes feltöltése után 6 - 8-szor mértük a 10 liter gáz fejlődéséhez szükséges időt. Eközben a tároló edényben a folyadékszt csökkent és ezért egyre növekvő időértékeket kaptunk. A tele állapotnak megfelelő párolgási időt a kezdeti értékre való extrapolálással határoztuk meg. 1 Hgmm alatti méréseknél a mérés hibája $\pm 12\%$ -nak adódott. Efölött a hiba $\pm 15\%$.

Mértük polisztirol alapanyagból készített, Hungarocel néven forgalombahozott 30 - 35 gr/lit fajsúlyu műanyaghab hővezetőképességét a nyomás függvényében (2. ábra). Tömör állapotban a fűrészeléssel kialakított minta a belső edényre szorosan illeszkedett, a külső edény és a minta között 1 - 2 mm hézagot hagytunk. A tömör Hungarocel hővezetőképessége 10^{-3} hgmm alatt nem változik lényegesen. Elért legkisebb hővezetőképesség $\lambda = 52,4 \mu\text{W/cm K}^\circ$. Atmoszféra nyomáson $\lambda = 286,5 \mu\text{W/cm K}^\circ$ volt.

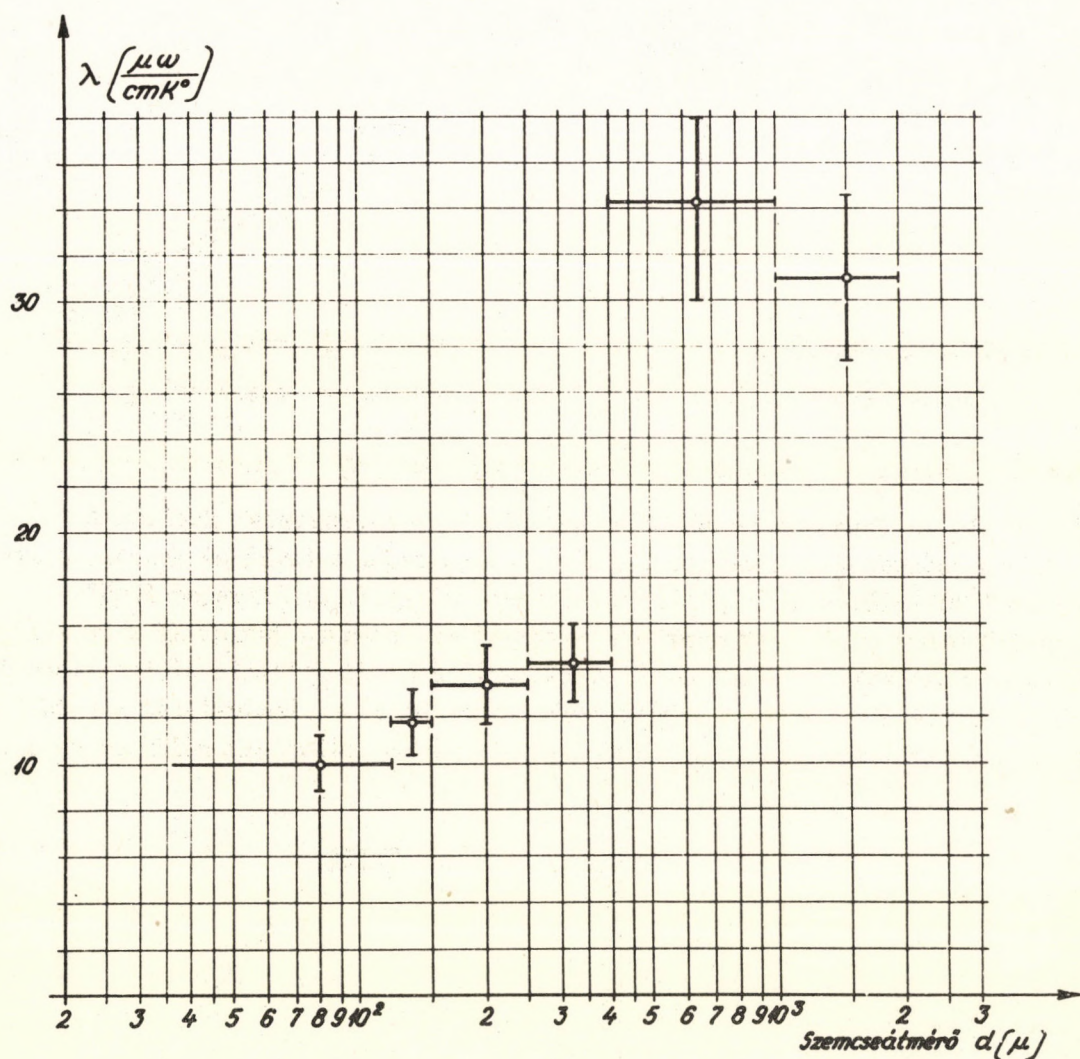
Granulált (néhány mm szemcseméretű) Hungarocel hővezetőképessége erősebben függ a nyomástól (3. ábra). 10^{-3} Hgmm alatt $\lambda = 36,7 \mu\text{W/cm K}^\circ$ értékű, 117 gr/lit sűrűség esetén. A hővezetőképesség csökkentése céljából ezüstbronz por néven forgalombahozott alumínium port kevertünk a granulált Hungarocel közé.



5. ábra. Perlit hővezetőképessége a nyomás függvényében. Rétegvastagság: 20 mm. Falak sugárzási állandója: $\epsilon \sim 0,75$.

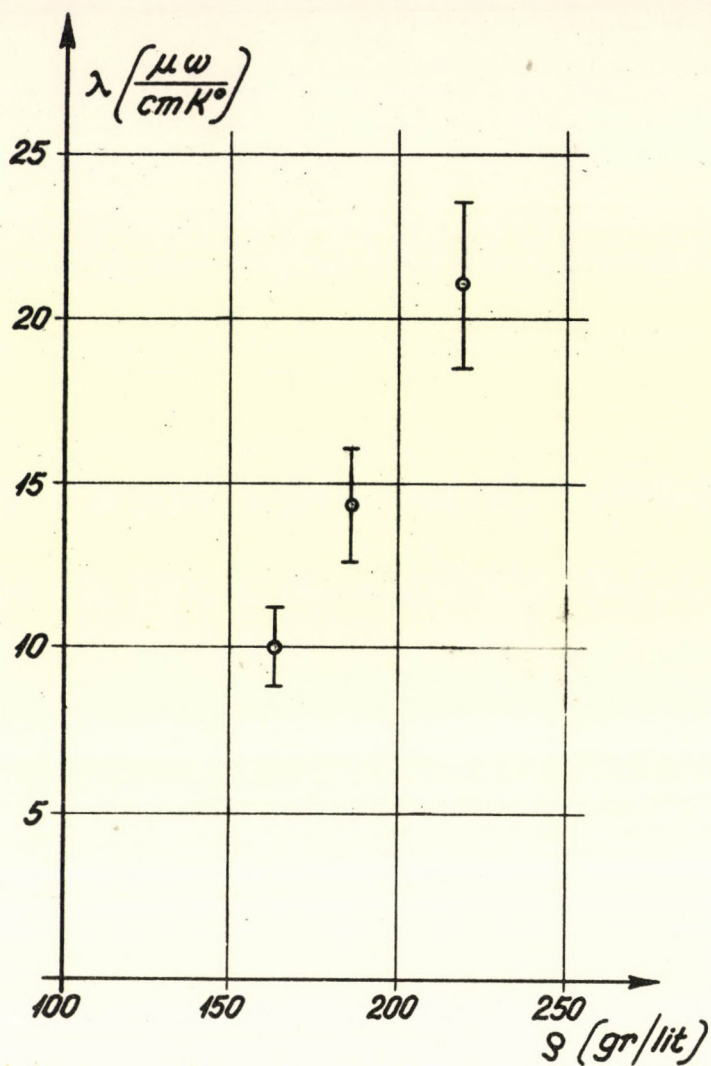
A 4. ábra a hővezetőképesség értékének az aluminiumpor sulyszázalékától való függését mutatja. Az ilyen módon elért legkisebb hővezetési együttható érték $\lambda = 22 \mu\text{W/cm K}^\circ$.

Mérést végeztünk a kereskedelmi forgalomban kapható magyar gyártmányu perlitre vonatkozóan (5. ábra a. görbe). A perlit szemcse nagyság szerinti megoszlása a Rosin-Rammler összefüggés alapján $R = 100 e^{-(x/900)^{1,98}}$ -nak adódott. A perlitpor sűrűsége a mintában $\rho = 110 \text{ gr/lit}$ volt. Külön mértük a 250 és 400 μ közti szemcseátmérőjű perlit hővezetését a nyomás függvényében (5. ábra b. görbe). Meghatároztuk az üres edény equivalens hővezetőképességét (5. ábra c. görbe).



6. ábra. Vákuumozott perlit hővezetőképessége a szemcseátmérő függvényében, $\rho = 186 \text{ gr/lit}$ sűrűségnél, 10^{-3} Hgmm -nél alacsonyabb nyomáson.

A perlitre vonatkozóan még kétféle további mérést végeztünk. A hővezetőképesség változását vizsgáltuk egyrészt a szemcseátmérő függvényében változatlan sűrűség ($\rho = 186 \text{ gr/lit}$) esetében (6. ábra), másrészt a sűrűség függvényében, a 250 - 400 μ szemcseátmérő közti intervallumban (7. ábra). (Mindkét esetben a vákuumnyomás



7. ábra. Vákuumozott perlit hővezetőképessége a sűrűség függvényében, 10^{-3} Hgmm-nél alacsonyabb nyomáson (szemcseméret: 250 - 400 μ).

10^{-3} és 10^{-4} Hgmm között volt.) Technikai szempontból ez a szemcseméret bizonyult a leghasználhatóbbnak. Kisebb szemcseátmérőjű anyag túlságosan tömör és nem elég óvatos vákuumozás esetén problémákat okoz a vákuumrendszerben. Nagyobb átmérőnél pedig a hőszigetelőképeség ugrásszerűen leromlik.

Köszönetünket fejezzük ki Schadek János gépészmérnöknek, Seres Zoltán tudományos kutatónak és Dzsula József szakmunkásnak a méréseknél nyújtott segítségükért.

Irodalom

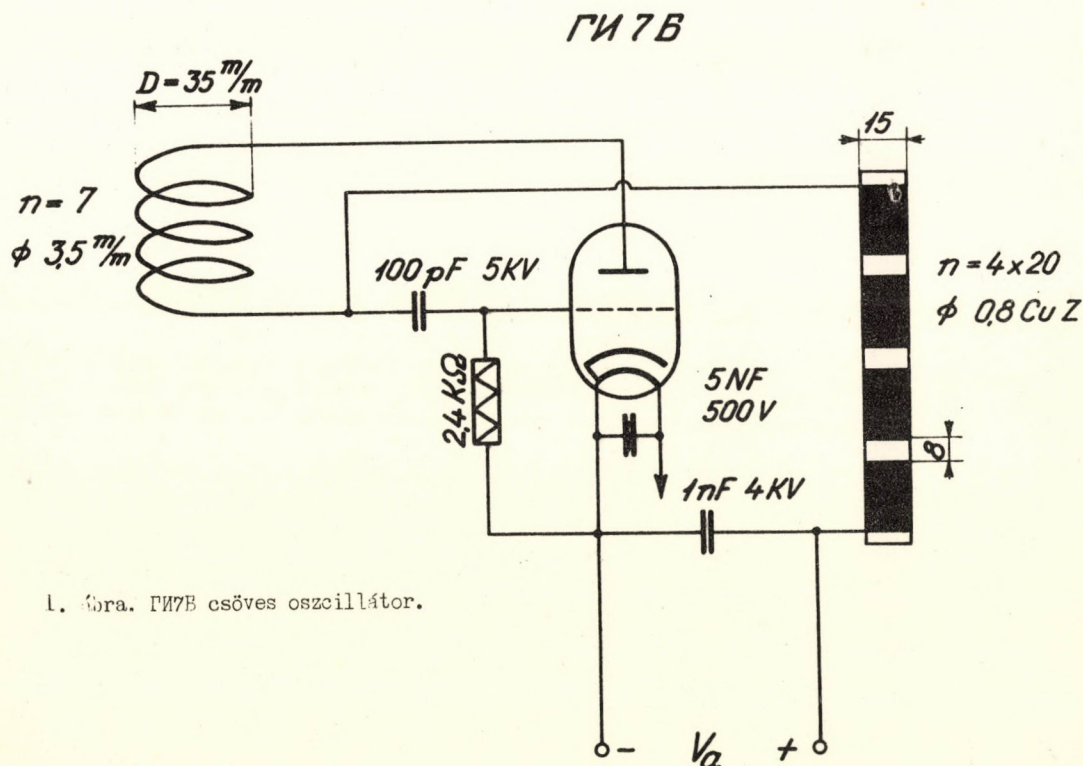
- [1] *N.SZ. MIHEJEV*: A hőátadás gyakorlati számításának alapjai. Tankönyvkiadó, Bp., 1956.
- [2] *A.B. ФРАДКОВ*: Докл. Ак. Наук, 81, 549 /1951/.
- [3] *A.H. COCKETT - W. MOLNÁR*: Cryogenics, 1, 21 /1960/.
- [4] *R.H. KROPSCHOT*: Cryogenics, 1, 171 /1961/.
- [5] *M.M. FULK*: Progr. in Cryogenics, 1, 63 /1959/.
- [6] *G.H. ZENNER*: Progr. in Cryogenics, 2, 1 /1960/.
- [7] *B.J. HUNTER - R.H. KROPSCHOT - J.E. SCHRODT - M.M. FULK*: Advances in Cryog. Eng., 5, 146 /1960/. (Proc. of the 1959 Cryogenic Engineering Conference, Berkeley) (Plenum Press, 1960. New York).
- [8] *R.H. KROPSCHOT - R.W. BURGESS*: Advances in Cryog. Eng., 8, 425 /1963/. (Proc. of the 1962. Cryog. Eng. Conf., Boulder) (Plenum Press, 1963. New York.).

NAGYFREKVENCIÁS IONFORRÁS OSZCILLÁTORAINK HATÁSFOK VISZONYAI

NAGY. JÁNOS

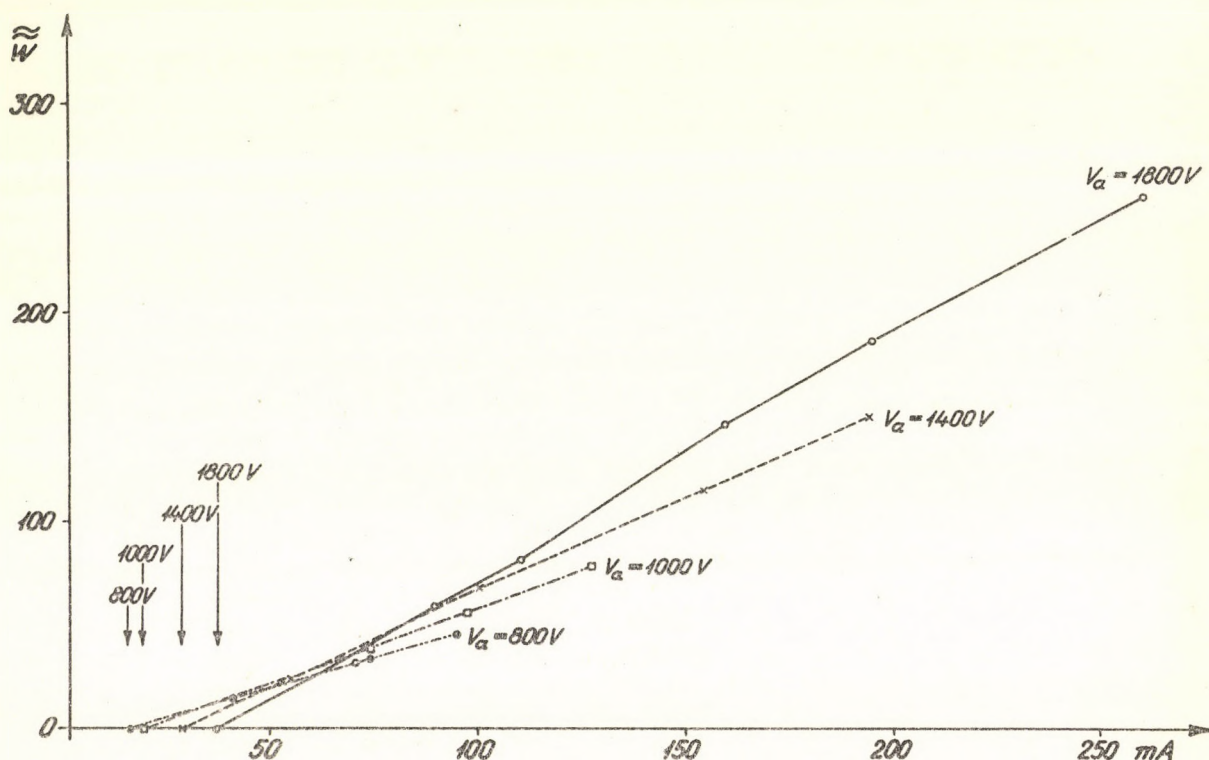
Nagyfrekvenciás ionforrásokhoz alkalmazott oszcillátorok hatásfok-viszonyait vizsgáltuk meg. ГИ7Б csővel 250 W nagyfrekvenciás teljesítmény nyerhető ~50 %-os hatásfok mellett (a fűtőtelsítményt is tekintetbe véve) 82,7 Mc/sec frekvencián. Az ОДД 151/3000 cső esetén a hatásfok ~60 %.

Nagyfrekvenciás ionforrásoknál a plazma fenntartásához alkalmazott általában 20 - 100 Mc/sec frekvenciájú önvezérlésű oszcillátorok fontos adata a nyerhető nagyfrekvenciás teljesítmény és az elektromos hatásfok. Ismeretes, hogy adott térfogatú kisülési edényt betöltő plazmába átvitt nagyfrekvenciás teljesítmény növelésével nö-



vekszik az atomionok százalékos aránya [1] és a kivonható ionáram [2, 3, 4], viszont a nagyfeszültségen általában korlátozott mértékben rendelkezésre álló elektromos teljesítmény miatt az oszcillátor hatásfoka [5] erősen korlátozza a lehetőségeket. Másrészt a többnyire 100 - 150 cm³ körüli térfogatu Pyrex vagy Rasotherm kisülési edény fala - főként a felületén végbemenő rekombinációs folyamatok miatt - annyira felmelegszik, hogy állandó üzemben maximálisan 200 - 250 Watt bevitele lehetséges.

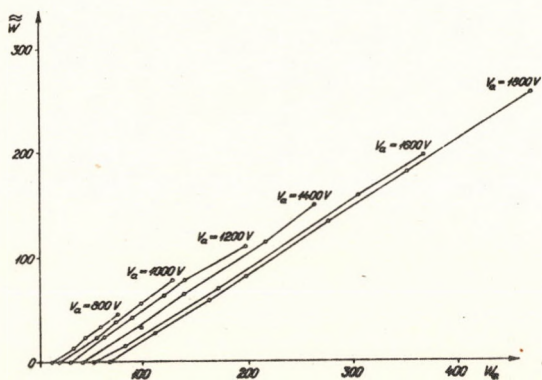
A hatásfok-viszonyok vizsgálata tette lehetővé az 1. ábrán vázolt $\Gamma W7B$ fémkeramikus adótriódával készült 82,7 Mc/sec frekvencián dolgozó oszcillátor kedvező beállítását, bár sem rezgőköri tekercse (3,5mm Ø-ü vörösrézcső) sem egyéb csatolóelemei gyanánt nem használtunk fel különleges alkatrészeket. Az oszcillátorban a visszacsatolás a cső belső szórt kapacitásain keletkezik. A kicsatolt nagyfrekvenciás teljesítményt a mérések alatt egy hangolt rezgőkörrel sorbakötött alacsonyfeszültségű (100 vagy 200 W-os) izzólámpa disszipálta. Az izzók ismert áram-feszültség értékeken végzett előzetes fotometrála útján (EMG Orophottal) megmértük az adott elektromos teljesítményhez tartozó megvilágításerősséget egy rögzített távolságban, és így összehasonlítás útján az oszcillátorból nyert nagyfrekvenciás teljesítmény (\tilde{W}) is meghatározható volt. (Elhanyagolva az elszívótekercsben disszipálódott valamint a kisugárzódott nagyfrekvenciás teljesítményt.)



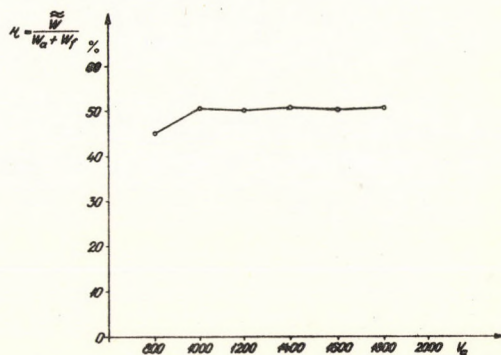
2. ábra. Az 1. ábra szerinti oszcillátor által leadott nagyfrekvenciás teljesítmény (\tilde{W}) az anódáram függvényében.

Az oszcillátor kedvező tulajdonságai méréseink szerint

- 1./ alacsony anódáram, kis üresjáratú fogyasztás;
- 2./ az anódáram a kivett teljesítménnyel közel lineárisan növekszik;
- 3./ 82,7 Mc/sec frekvenciáját legalább $\pm 0,3$ Mc/sec pontosan tartja (utóbbi közel a hullámmérő leolvasási hibája) a terheléstől függetlenül;
- 4./ a kivethető teljesítmény ~ 250 W-ig (3. ábra) emelhető;
- 5./ hatásfoka $V_a = 1000$ V felett a fűtőtelijsítményt ($W_f = 24$ Watt) is tekintetbe véve $\sim 50\%$ (4. ábra).
- 6./ kis térfogatban elhelyezhető ($\sim 0,5$ dm³).



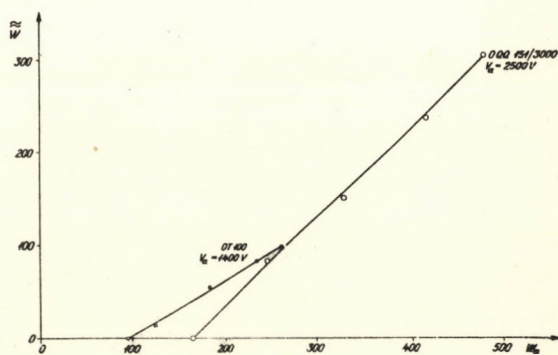
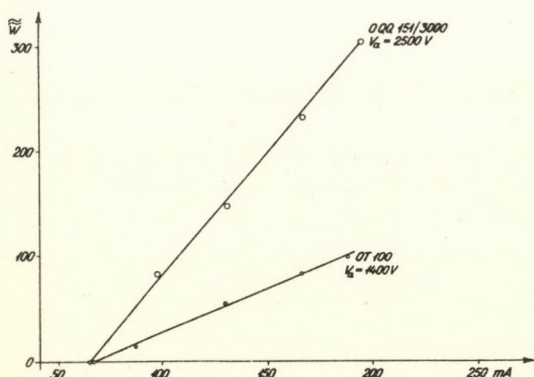
3. ábra. Összefüggés az anódkörben felvett (W_a) és a leadott (nagyfrekvenciás) teljesítmény (W) között.



4. ábra. Az oszcillátor hatásfoka különböző anódfeszültségeknél (W_f = a fűtőtelijsítmény).

A mérések természetesen a csőre szerelt hűtőszárnyakkal az előírt léghűtés mellett történtek és jóval a megengedett maximális anódvesztésig értéke alatt.

Végül megemlítjük, hogy az oszcillátor már $V_a = 30$ V-től 1900 V-ig rezgőképes, viszont 2 kV felett nyugalmi anódárama erősen megnövekszik, s valószínűleg a rácselektronemissziója miatt (amit a rác nagyfrekvenciás felmelegítése is elősegít a csőben) átütések keletkeznek. Az anódfeszültséget minden esetben a fűtést követően 100 - 120 sec múlva külön kapcsoltuk be a vonatkozó előírásoknak megfelelően. Nem minden cső



5. 6. ábra. Az OT 100 és OQQ 151/3000 oszcillátorok teljesítményviszonyai a V_a max értéken. (A jelölések a 2. és 3. ábrával azonosak.)

viselkedett egyformán a $V_{a \max}$ tekintetében, viszont az állandó üzemben maximálisan nyerhető ~ 250 Watt nagyfrekvenciás teljesítmény (3. ábra) bőven elegendő ionforrásokhoz (impulzusüzemben pedig ennek többszöröse is elérhető). A mérési adatok felhasználásával az anódáram ismeretében (állandó anódfeszültségnél) az ionforrás által felvett nagyfrekvenciás teljesítmény közelítően meghatározható. (Amennyiben az anódárammérőt jelen mérési feltételeknek megfelelően kétszeres π -szűrőláncba helyezzük és megfelelő L-C tagokkal a nagyfrekvenciás áramoktól mentesítjük.)

A fentiekhez hasonlóan meghatároztuk az OT 100 (33 Mc/sec) és OQQ 151/3000 (27 Mc/sec) ionforrásainkhoz már korábban felhasznált oszcillátorok teljesítményviszonyait is (5. 6. ábra). Utóbbi oszcillátorból $\tilde{W} = 400$ W is nyerhető, de méréseinkben a megengedett anódvesztéséget nem kívántuk túllépni.

Végül megjegyezzük, hogy a 7W7B csővel készült oszcillátor a többiekénél sokkal stabilabbnak mutatkozott, mivel ebben a rezgések túlterhelés hatására sem szakadtak le.

Irodalom

- [1] P.C. THONEMANN: Conf. Ion Sources, Amsterdam, 1949.
- [2] L.K. GOODWIN: Rev. Sci. Instr., 24, 635 /1953/.
- [3] H.P. EUBANK - R.A. PECK - R. TRUELL: Rev. Sci. Instr., 25, 989 /1954/.
- [4] ERŐ J. - VÁLYI L.: KFKI Közl., 5, 414 /1957/.
- [5] M.K. SALONAA: Nucl. Instr., 15, 113 /1962/.

FOTOKÉMIAI MÓDSZEREKKEL KÉSZÍTETT NYOMTATOTT ÁRAMKÖRÖK ÉS ALKALMAZÁSUK INTÉZETÜNKBEN

CSUKA IMRE - VENCSELLEI ISTVÁN

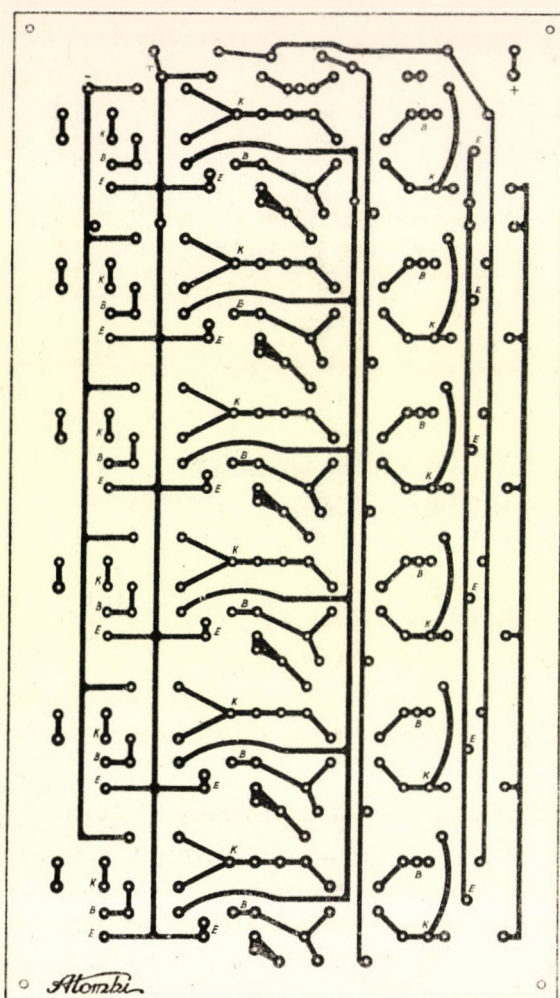
Az elektronika fejlődése és a megbízhatóságra való törekvés szükségszerűen magával hozta a hagyományos huzalozásnál fejlettebb szerelési módszerek alkalmazását. Lényeges fejlődést jelent a nyomtatott áramkörök bevezetése elektronikus berendezések szerelésénél. A nyomtatási eljárás alkalmazása jelentheti csak a huzalozás nyomtatását a hagyományos alkatrészecskék beépítésével, vagy a teljes áramkör (huzalozás, ellenállások, kondenzátorok, tekercsek, stb.) ujszerű előállítását. A szerelvény egy szigetelő lemezen az ugynevezett alaplemezen nyer elhelyezést.

A nyomtatott alaplemez előállítási módszerei:

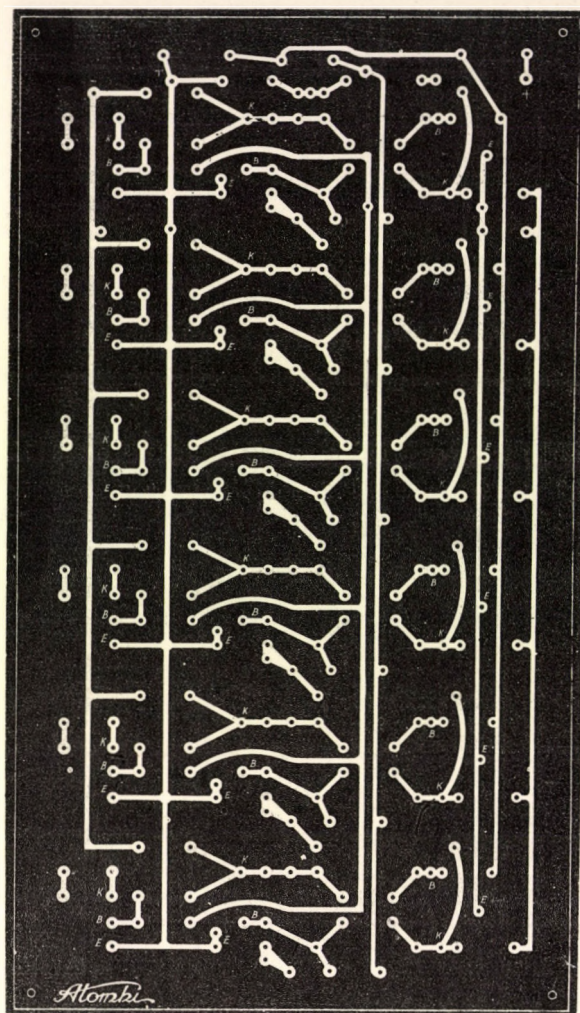
1. fóliamarató eljárás;
2. galvanikus technika;
3. kerámiai eljárás;
4. sajtoló- és szórás módszerek.

A nyomtatott áramkörök előállításával legelterjedtebb technika a fóliamarató eljárás, hazai viszonylatban is ezt alkalmazzák. Elektrolitikus rézzel bevont szigetelő lemezre a vezetékmintázatot foto- vagy nyomdatechnikai úton viszik fel, majd a rányomtatott vezetékmintázatnak megfelelően a felesleges rézet vegyi úton lemaratják. Ezzel az eljárással rendszerint csak maga a huzalozás nyomtatható. A beépített alkatrészecskék hagyományosak, legfeljebb kisebb változtatással (pl. a kivezetők célszerűbb alakjának és elhelyezésének kialakítása). Az alkatrészecskék beerősítése forrasztással történik.

A fotokémiai módszerrel készülő nyomtatott áramkört a tervezés után fehér kartonra fekete tussal 2:1 arányban rajzoljuk meg (1. ábra). A megrajzolt áramkört ezután nagyméretű reprodukciós géppel (50 x 60 cm) lefényképezzük, ill. negatívot készítünk róla (2. ábra). A negatívnak 1:1 nagyságúnak kell lenni a készítendő lemezhez képest, mivel erről készülnek az egyes másolatok. A negatívnak jól fedettnek kell lenni, ezt a követelményt a legjobban az Agfa Printon Extra orto kromatikus filmmel értük el, ahol a kellő fedettség mellett a vonalak üvegszerűen áttetszőek. Ennek fel-



1. ábra. A nyomtatott áramkör rajza.



2. ábra. Nyomtatott áramkör negatívja.

tétele a megfelelő expozíciós idő és filmhívó alkalmazása. Az alábbi összetételű (Agfa 82) hívót használjuk:

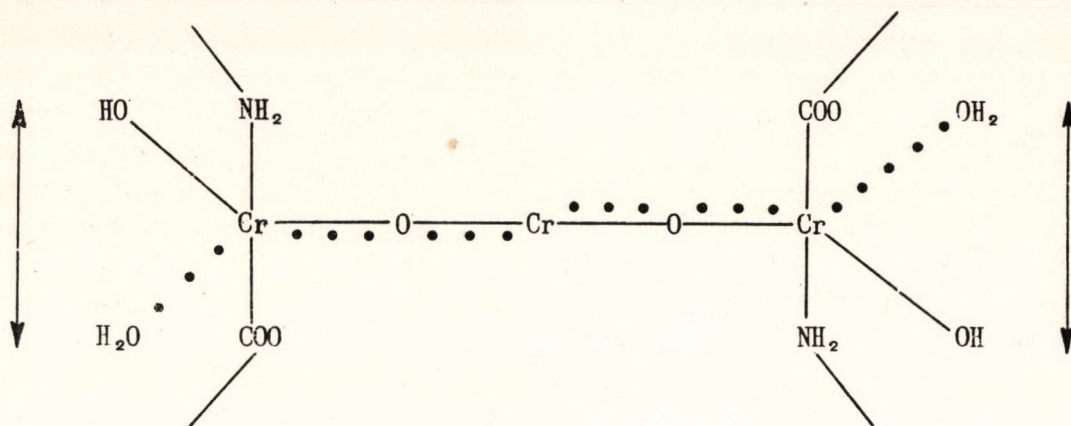
első oldat	60 g nátriumsulfít, vízmentes
	15 g bórsav, kristályos
	45 g hidrokinon
második oldat	0,5 g nátriumsulfít, vízmentes
	15 g paraformaldehid
	5 g káliummetabiszulfít
	3 g káliumbromid

Használat előtt a két oldatot összekeverjük, előhívási idő 20 C°-on 2,5 - 3 perc. Jó eredményt értünk el az FD-53 hívóval is, azonos hívási idő mellett.

Másolás: Az itt következő módszer azon alapszik, hogy egyes fehérjék, $\text{Cr}_2\text{O}_7^{2+}$ ionok jelenlétében, fény hatására vizoldhatatlannokká válnak. Ilyenek pl. a zselatin, halenyv, tojásalbumin.

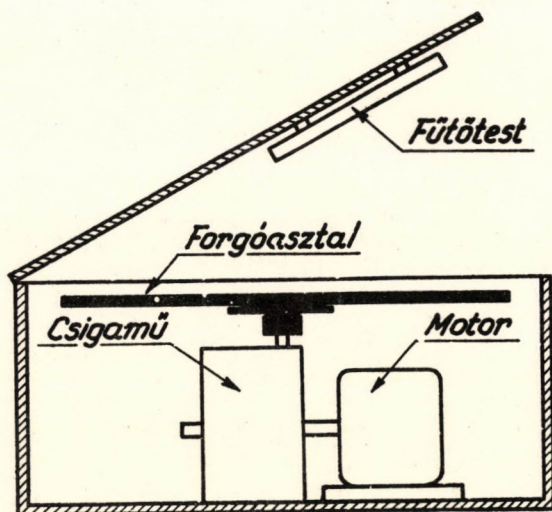
Küntzel ([4]-ben 26 o.) szerint pl. a tojásfehérje úgy válik vízben oldhatatlanná, hogy a fehérje molekulák között komplex krómoxid kötések keletkeznek a fény

hatására redukálódott bikromátból, és az így előálló hidak által kialakított térhálós szerkezet okozza a vizoldhatatlanságot.

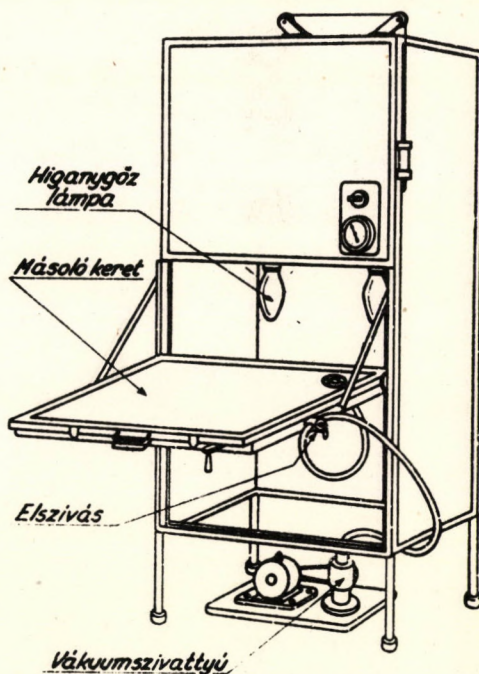


A reakció sebessége függ a reakciót katalizáló fény hullámhosszától, a pH-tól, a bikromát ion koncentrációjától, az alkalmazott fehérje fajtájától és koncentrációjától.

Az említett fehérjék közül céljainknak a tojásfehérje oldat felelt meg a legjobban, melyet ammóniumbikromáttal $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ fényérzékenyítettünk.



3. ábra. Szárító centrifuga.



4. ábra. Másológép.

A másoláshoz használt fényérzékeny oldat (tojásalbumin) összeállítása:

2 db friss tojásfehérje kemény habbá felverve

1000 cm³ víz

5,5 g ammóniumbikromát

6-10 csepp ammóniumhidroxid (amitől az oldat szalmaszálra lecsúsz).

A fényérzékenyoldat összeállítása száraz kristályosított albuminból:

5,5 g száraz albumin

1000 cm³ víz

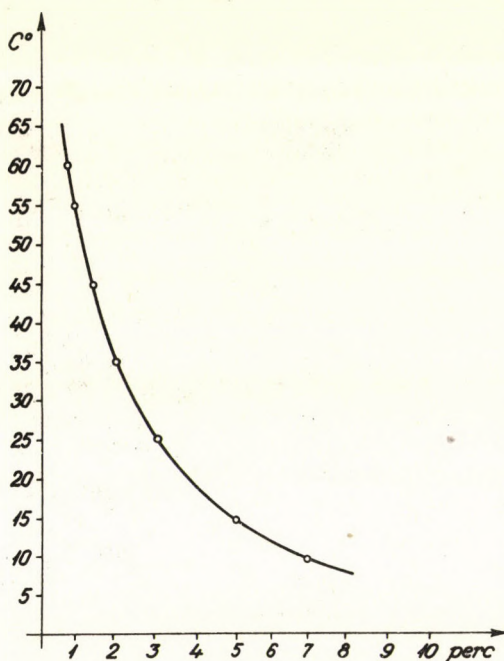
6 g ammóniumbikromát

6-10 csepp ammóniumhidroxid.

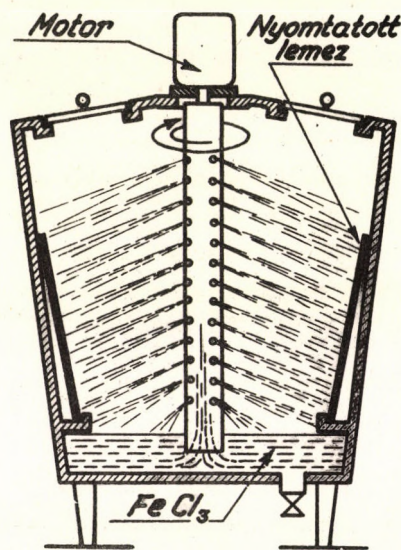
Az így összeállított oldatban fénytől elzárva is végbemegy egy ugynevezett sötétreakció, és emiatt az oldat hűvös helyen is csak kb. 2 hétig tárolható.

A rézzel bevont alaplemezt az oxidréteg eltávolítása céljából sósavas vattával áttöröljük, folyó vízzel leöblítjük, majd 10 %-os NaCl oldattal mossuk át, végül folyó vízzel jól lemossuk. Az oxidmentes és zsirtalanított lemezt szárító centrifuga forgó asztalára helyezzük (3. ábra), és a már említett fényérzékeny albumin oldattal forgás közben felöntjük. Az oldat a lemez felületét egyenletesen fedi be, ha a forgóasztal fordulatszáma 120 ford/perc körül van. A szárító centrifuga fedelén elektromos melegítő testek vannak, melyek megszáritják a fényérzékeny felületet, de a szárítás hőmérséklete 50 C°-nál több nem lehet, mert a fényérzékeny anyagban az említett redukciós folyamat megindul pusztán hő hatására is.

A fényérzékenyített lemezt a szárító centrifugából kivesszük, réteges oldalával fölfelé a másolókeretbe (4. ábra) helyezzük és rárakjuk a másolandó negatívokat réteges oldalukkal lefelé. A keretet lezárjuk, a negatív és a fényérzékeny lemez egyenletes tapadását elszívással biztosítjuk, majd a keret üvegén és a negatívon keresztül fényt bocsátunk a fényérzékeny rétegre.



5. ábra. 35 μ-os rézfólia maratási ideje a hőmérséklet és az idő függvényében.

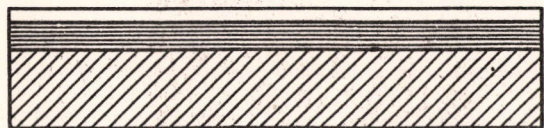


6. ábra. Maratógép.

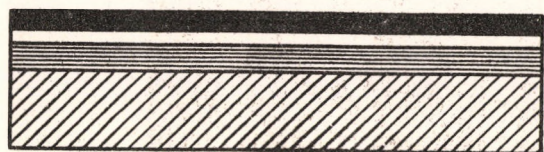
A bikromátos oldatok általában a rövidhullámhosszu fényre a legérzékenyebbek, ezért a megvilágítás napfény, iv-, higanygőz-, vagy kvarclámpával történik. Az expozíciós idő napfénynél és ivfénynél 1 - 2 perc, higanygőzfénynél 5 perc. A fényérte helyek kissé sárgásbarna színűek lesznek. cserződnek, de savállóságuk nincs.



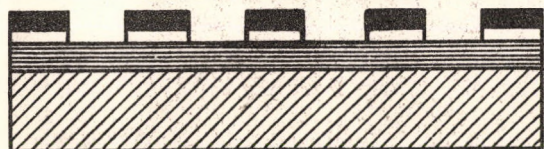
Folirozott alaplemez



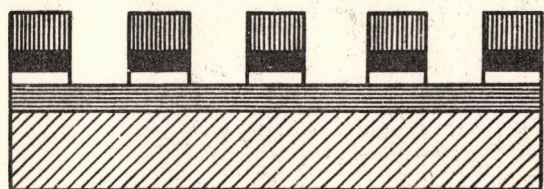
Fényérzékenyített alaplemez



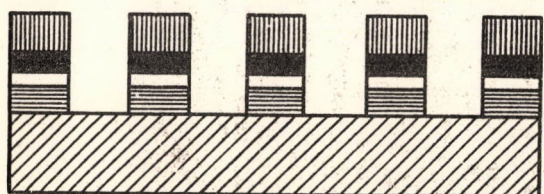
Másolás után a TF-8-as festéssel behengerezett alaplemez



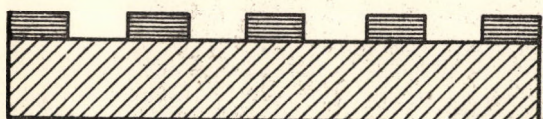
A vezeték rajzának kialakítása: a másolás ill. a kimosás után;



az aszfaltpor felvétele után;



maratás után;



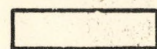
A védőréteg eltávolítása után a kész ki-maratott alaplemez



sziriai aszfaltpor



TF-8-as festékréteg



fényérzékenyréteg

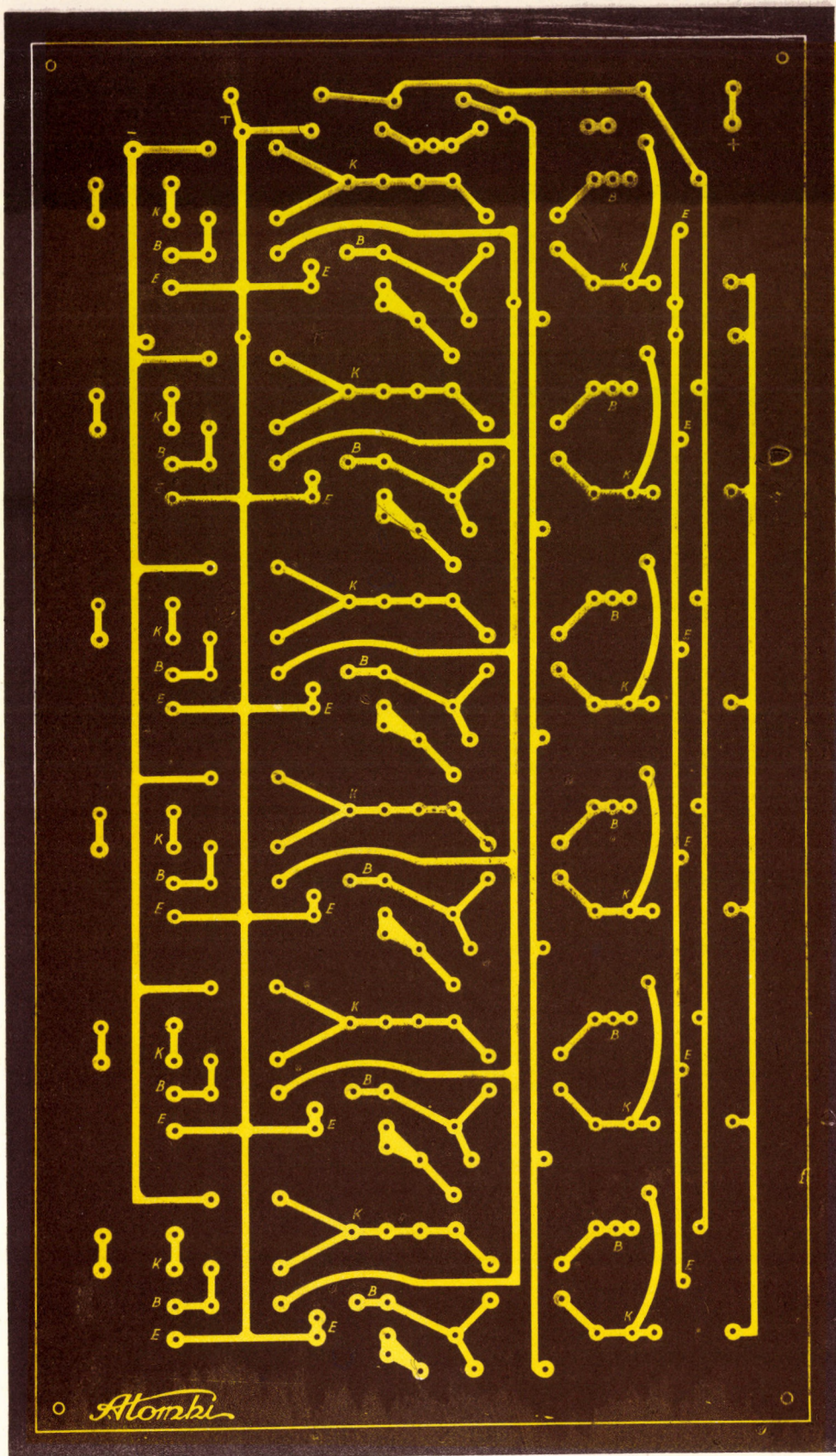


rézfólia



szigetelő alaplemez

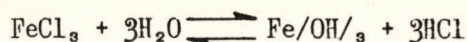
7. ábra. A fotokémiai módszerrel készülő áramkörök készítésének sémája.



8. ábra. Szerelésre kész nyomtatott áramkör.

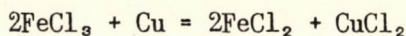
Ezért a másolatot TF-8-as festékkel behengerezünk, majd vízbe áztatjuk. A festék a fényérte helyeken szilárdan kötve marad, míg a fénymentes helyeken a vizoldható albumin a festéken átdiffundálól víztől felázik és a rajta lévő festékekkel lejön, illetve vattával finoman letörölhető. Az így kialakult áramkör képet (lemezt) megszáritjuk és finomra őrölt sziriai aszfaltporral hintjük be, ez a festékbe tapad, míg a főlösteget a rajzon kívüli helyekről síkporos vattával letöröljük. Ezután a lemezt kemencébe tesszük, 110 - 120° C-on az aszfaltport összeolvasztjuk a festékekkel, s így finom vékony, kissé merev, de jó saválló réteget kapunk. Ennél a hőmérsékletnél a fólirozott lemezek sem vetemednek, és az így előkészített lemez maratásra kész.

Maratás: A védőréteggel be nem vont rézfóliát ki kell oldani, illetve maratni, erre a célra a vas /III/ klorid oldata felel meg legjobban. A vasklorid vizes oldatban hidrolizál



A hidrolízis alkalmával vashidroxid és sósav képződik. Ez az ún. szabad savtartalom okozza, hogy a kromátenyv védőrétegek önmagukban nem tudnak eléggé ellenállni a maratásnál.

A Cu oldása a következő reakció egyenlet értelmében megy végbe:



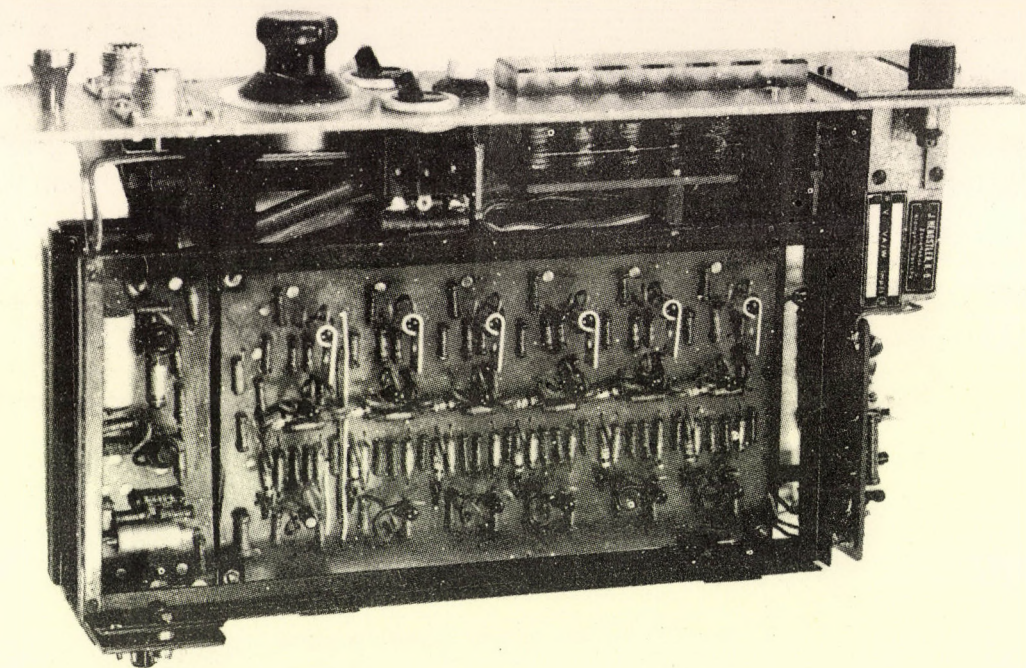
Mivel a maratás folyamán a fémréteg és a marató oldat közötti potenciálkülönbség csökken, a maratás sebessége is változik. A maratás sebességét az Fe^{3+} ion koncentráción kívül a hőmérséklet (5. ábra) és a fürdőmozgás határozza meg.

A maratáshoz 40 %-os FeCl_3 oldatot alkalmazunk, mivel a védőréteg kialakításához aszfaltport használtunk, s az aszfaltréteg tömény marató oldatnak is jól ellenáll, ha a maratást gépben végezzük. A maratási kísérleteknél a legjobb eredményt maratógépben (6. ábra) szórófolyadék maratással értük el. A műanyag maratógép aljában 10 - 15 cm magasan FeCl_3 oldat van. Az oldatba egy műanyag henger nyulik bele. A forgásba hozott henger belsejében elhelyezett csiga felviszi az FeCl_3 oldatot a hengerbe és a centrifugális erő hatására a hengerfal perforációin keresztül finoman permezezi a fóliára. Így a rézfólia felületén a Cu^{2+} ionok nem tudnak feldusulni és állandóan érik a felületet Fe^{3+} ionok.

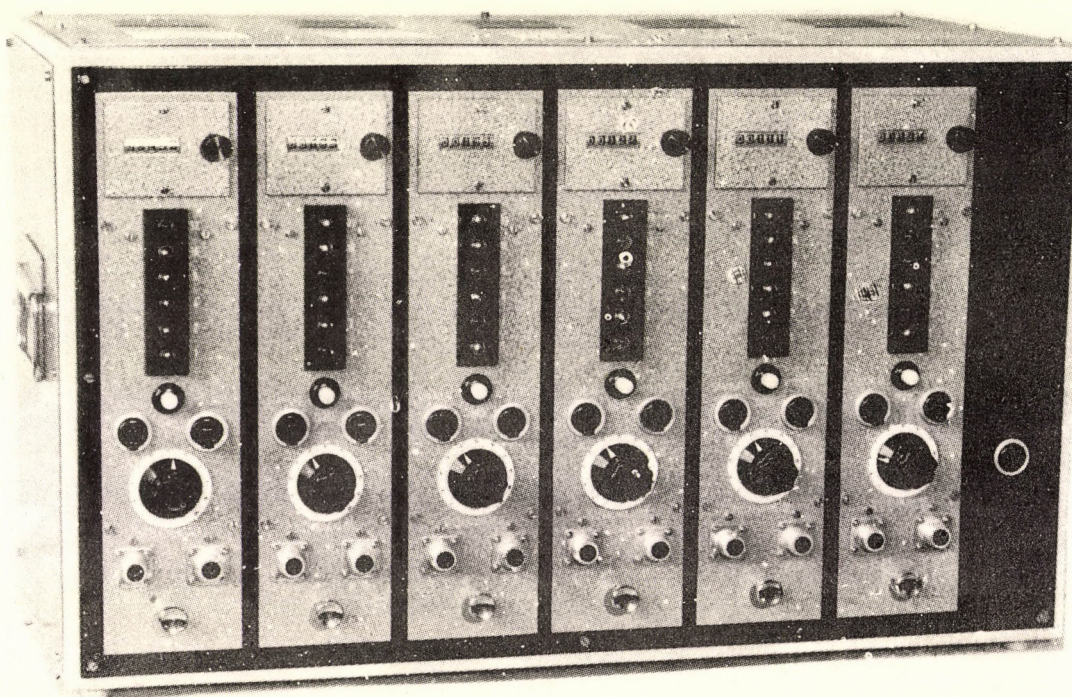
A kimaratott lemezt folyóvízben alaposan kimossuk (közömbösítjük) a még rajta maradt FeCl_3 fürdőtől. A lemezről ezután a forraszthatóság miatt el kell távolítani a védőréteget benzín és petróleum keverékével. A kész maratott lemezeket az oxidálódás megakadályozása és a forraszthatóság elősegítése miatt alkoholban oldott fenyőgyanta oldattal kenjük be.

A fotokémiai munkafolyamatot a 7. ábra mutatja. A 8. ábra a szerelésre kész nyomtatott áramkört mutatja.

A nyomtatott áramkörű technika alkalmazása Intézetünkben is folyik, de természetesen a lehetőségek és célszerűségek figyelembevételével csak a gyártott műszerek bizonyos százalékára terjed ki. Ezen feltételek mellett is csak a kis sorozatokra jellemző technológiai eljárások alkalmazása lehetséges (fotokémiai úton készített alaplemez, kézi szerelés, pontonkénti forrasztás).



9. ábra. Hatcsatornás számláló szerelt egysége.



10. ábra. Hatcsatornás számláló.

Ilyen technológiával készül 1 éve az ELT csövet tartalmazó dekatron egység, melyből az évi szükséglet kb. 60 - 80 db. A tapasztalatok azt mutatják, hogy bevezetése indokolt volt, a darabonkénti szerelési idő több mint felére csökkent. Az elkészült egységek már az első próba alkalmával is kifogástalanul működtek.

A másik hasonló módszerrel készült műszer egy hatcsatornás számláló, amely teljesen tranzisztorizálva nyomtatott áramkörü technológiával készült (9. és 10. ábra). A számláló elektromos szempontból 3 részre bontható: bemeneti diszkriminátor és jel-formáló, 64-es alaosztó, a mechanikus számlálót meghajtó fokozat. A három elkülöníthető egység külön-külön alaplemezen készült el. A megoldás azzal az előnnyel jár, hogy bármelyik rész a többitől függetlenül, önállóan is felhasználható.

Végezetül köszönetet mondunk *Dr. Szalay Sándor* intézeti igazgatónak, aki az új technológia bevezetését javasolta, és a megvalósításhoz minden segítséget megadott.

Köszönettel tartozunk *Reményi Sándornak*, a Szabadság Lapnyomda igazgatójának, hogy lehetővé tette részünkre a maratási kísérletek elvégzését üzemükben.

Irodalom

- [1] HORVAI J. - STÁHL E.: Reprodukciós fényképezés, Műszaki Könyvkiadó, Bp., 1961.
- [2] HORVAI J.: Kémigráfia, Műszaki Könyvkiadó, Bp., 1962.
- [3] G. SEIDEL: Nyomtatott áramkörök, Műszaki Könyvkiadó, Bp., 1961.
- [4] HASKÓ F.: Nyomtatott áramkörü technika története és alapjai, Mérnöki Továbbképző Intézet, Bp., 1961.

ELŐHIVÓ BERENDEZÉS TRANZISZTOROS VEZÉRLÉSE

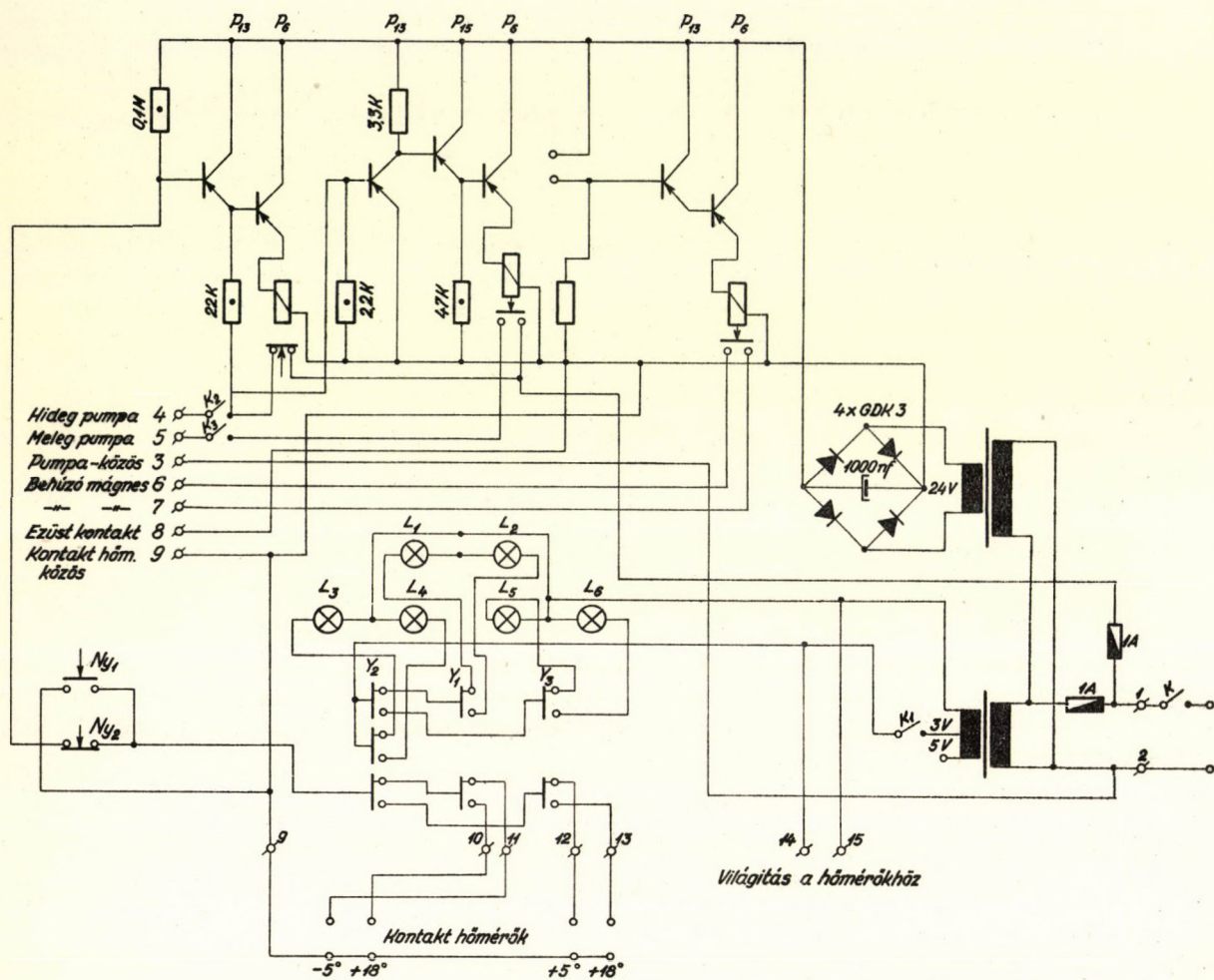
CSÁNKY LAJOS

Intézetünkben az ötvenes évek folyamán atommagfizikai emulziók előhívására előhívó berendezés készült [1]. Ezen előhívó berendezésnek 1962-ben történt általános javítása és átalakítása alkalmával a vezérlő részben lévő elektroncsöves jelfogókat tranzisztorosra építettük át. Az átépítést az ebbe szükségessé, hogy a vezérlő rész üzembiztonságának fokozása mellett biztosítani kellett, hogy a nagyfeszültségű rész (220 V) a munkavédelmi előírásoknak megfelelő módon legyen elválasztva a kis feszültségtől. Az elektroncsöves reléknél ugyanis az alkalmazott 6AQ5 cső meghibásodása esetén előfordult, hogy a rozsdamentes acél tankokba benyúló kontakt hőmérőkre nagyfeszültség jutott és emiatt a készülék érintésvédelem szempontjából nem volt kifogástalan. Az általunk alkalmazott tranzisztoros kapcsolás esetében ez nem fordulhat elő. Az átépítés folyamán lehetőség nyílt olyan problémák megoldására is, amelyek az addigi üzemeltetés folyamán merültek fel. Így pl. az elektronikus jelfogókat a jelzőizzókkal közös kapcsolótáblára szereltük, s ezt a nedves helyektől távol úgy helyeztük el, hogy az izzók fénye ne zavarja az előhívást. A rozsdamentes acéltankokba benyúló kontakt hőmérők csatlakozását úgy oldottuk meg, hogy azok meghibásodásuk esetén könnyen cserélhetők legyenek.

A vezérlő berendezés 1962 ősze óta van üzemben, azóta meghibásodás nem fordult elő. Nem fordult elő az sem, hogy a berendezés kezelői amiatt panaszkodjanak, hogy az oldatok "ráznak". A vezérlő berendezés kapcsolási rajza az 1. ábrán látható.

Irodalom

[1] E. BUJDOSÓ - L. MEDVECZKY: Nuclear Instr., 2, 270 /1958/.



1. ábra. Előhívó berendezés villamos kapcsolási rajza.

A Z I N T É Z E T B Ő L 1 9 6 3 - B A N M E G J E L E N T
K Ö Z L E M É N Y E K B I B L I O G R Á F I Á J A

Az alábbi bibliográfiában beszámolunk az ATOMKI 1963. évi publikációs tevékenységéről. E bibliográfiát kiegészítettük néhány - a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kisérleti Fizikai Intézetéből származó - publikációval. Ezek olyan eredményeket közölnek, amelyek eléréséhez az ATOMKI - tudományos irányítással vagy egyéb formában - segítséget adott, ill. amelyeknek szerzői közreműködtek egy - az ATOMKI profiljába tartozó - tudományos téma kidolgozásában. Így módon az évi beszámoló csak ezek feltüntetésével nyújt teljes képet az ATOMKI publikációs tevékenységéről.

ÖNÁLLÓ TUDOMÁNYOS CIKKEK

1. ANGELI I. Geometriai eredetű energiaszórás számítása gerjesztési függvény felvételéhez alkalmazott besugárzó kamra esetében.
ATOMKI Közl., 5, 135 /1963/.
2. ANGELI I. Investigations on γ -Radiation Accompanying the Bombardment of Nucleus Na^{23} by α -Particles of Po.
Acta Physica Hung., 16, 201 /1963/.
3. BACSÓ J. Исследование энергетической зависимости отношений сечений изомеров.
CSIKAI Gy. Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
DARÓCZY A./S./ ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
4. BACSÓ J. Neutron reakciók hatáskeresztmetszetének és a reakciótermékek aktivitásának kapcsolata időben változó fluxussal történő aktivitásnál.
DARÓCZY S. ATOMKI Közl., 5, 17 /1963/.
5. BAKÓCZY M. Elliptikus hengerfelületek készítése.
ATOMKI Közl., 5, 193 /1963/.
6. BAKÓCZY M. Gömbfelület készítése marógépen.
ATOMKI Közl., 5, 195 /1963/.

7. BERÉNYI D. The Second Order Non-Unique Forbidden Decay of Cl^{36} into S^{36} .
Acta Physica Hung., 16, 101 /1963/.
8. BERÉNYI D. Megjegyzések a β -spektroszkópok vákuumszükségletéhez.
ATOMKI Közl., 5, 35 /1963/.
9. BERÉNYI D. Detection of Positrons in a Magnetic β -Ray Spectrometer by
Means of their Annihilation Radiation to Investigate Transi-
tions Involving the Emission of Positrons with Low Intensity.
Nuclear Instruments and Methods, 23, 125 /1963/.
10. BERÉNYI D. Problems and Results in Theoretical and Experimental Inves-
tigations of the ϵ/β^+ Ratio.
Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
Nuclear Physics, 48, 121 /1963/.
ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
11. BERÉNYI D. On the Calculation of the Angular Resolution Correction in
BALOGH T. Angular Correlation Measurements.
Acta Physica Hung., 16, 195 /1963/.
12. BERÉNYI D. Silicon Junction Detector in a Magnetic Beta Ray Spectrome-
FÉNYES T. ter.
Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
13. BERÉNYI D. Transmission of 100-472 keV Monoenergetic Electrons through
OSVAY M. Al Absorbers.
Acta Physica Hung., 15, 357 /1963/.
14. BERÉNYI D. γ - γ Angular Correlation Measurement on the $0,337 \rightarrow 1,10$ MeV
MÁTHÉ Gy. Cascade in the Decay of Fe^{59} .
SCHARBERT T. Acta Physica Hung., 16, 117 /1963/.
15. BERÉNYI D. Transzmissziós görbék folytonos spektrumu β -sugárzásokra.
VERTSE T. ATOMKI Közl., 5, 87 /1963/.
16. BÖDY Z. Investigations of the Vacuum Need of β -Spectroscopes.
BERÉNYI D. Acta Physica Hung., 15, 215 /1963/.
17. BRÜCHER E. Получение Ac^{228} (MsTh_2) и Ra^{228} (MsTh_1) без носителя методом
ионного обмена.
Радиохимия, 5, 142 /1963/.
18. CSÁNKY L. 15 csatornás időanalizátor.
ATOMKI Közl., 5, 197 /1963/.

19. CSIKAI Gy.
BACSÓ J.
DARÓCZY S. Neutron reakciók hatáskeresztmetszetének vizsgálata Rh^{103} magnál.
Magyar Fizikai Folyóirat, 11, 7 /1963/.
20. CSIKAI J. /Gy./
BACSÓ J.
DARÓCZY A. /S./ Investigation of the Cross-Section of Neutron Reactions in the Nucleus Rh^{103} .
Nuclear Physics, 41, 316 /1963/.
21. CSIKAI J. /Gy./
BORNEMISZA P.
HUNYADI I. Nuclear Recoil in 14,8 MeV Energy Neutron Reactions.
Nuclear Instruments and Methods, 24, 227 /1963/.
22. CSIKAI J. /Gy./
BORNEMISZA P.
HUNYADI I. Nuclear Recoil in 14,8 MeV Energy Neutron Reactions.
Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
23. CSIKAI J. /Gy./
GYARMATI B.
HUNYADI I. Activation Cross-Sections for Na^{23} and Al^{27} with 14 MeV Neutrons.
Nuclear Physics, 46, 141 /1963/.
24. CSIKAI J. /Gy./
GYARMATI B.
HUNYADI I.
NÉMETH J. The Forward-Backward Asymmetry of Recoil Nuclei in the Reaction $Al^{27}(n, \alpha)Na^{24}$.
Physics Letters, 4, 33 /1963/.
25. CSIKAI J. /Gy./
PETŐ G. $N^{14}(d, n)O^{15}$ Reaction.
Physics Letters, 4, 252 /1963/.
26. FÉNYES T.
BÖDY Z. Expected α -Decay Data of the Rare Earth Nuclides on the Basis of Different Systematics.
Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
27. KERTÉSZ L.
PÉTER F. Metodikai tapasztalataink az in vitro diagnosztikus radiojódpróbáról.
Kísérletes Orvostudomány, 15, 497 /1963/.
28. PÉTER F.
KERTÉSZ L.
SZERDAHELYI F. Radiojód alkalmazása a csecsemő- és gyermekkori pajzsmirigydiagnosztikában. O.A.B. II. Izotóp Alkalmazási Konferencia, 1961. febr. 16-17. 4.r. Bp., 1962, KFKI Soks. p. 83.
29. PÉTER F.
KERTÉSZ L.
SZERDAHELYI F. Der Einfluss des Klimamilieus auf den Jod-Stoffwechsel des atrophischen Säuglings.
Monatsschrift für Kinderheilkunde, 111, 14 /1963/.

30. KERTÉSZ L.
PÉTER F.
SZERDAHELYI F. Untersuchungen über den Jod-Stoffwechsel atrophischer Säuglinge.
Monatsschrift für Kinderheilkunde, 111, 12 /1963/.
31. KOLTAY E. Neutrontermelő magfolyamatok vizsgálata könnyű magokon.
Fizikai Szemle, 13, 42 /1963/.
32. KOLTAY E. Ion-Optical Behaviour of Inclined Field Acceleration Tubes.
Ионно-оптические свойства ускорительных трубок с наклонным полем.
Physics Letters, 4, 66 /1963/.
Атомная техника за рубежом, 22 /1963/ No. 12.
33. KOLTAY E. Investigation on the Excitation Function of the Nuclear Reaction $\text{Be}^9(d,n)\text{B}^{10}$ by Artificially Accelerated Particles in the 0,5 - 1,6 MeV Energy Range.
Acta Physica Hung., 16, 93 /1963/.
34. HANSEN, O.
KOLTAY E.
MADSEN, B. Investigations on the $\text{Mg}^{26}(d,\alpha)\text{Na}^{28}$ Nuclear Reaction.
Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
35. KOVÁCH A. A Velencei hegység ólomérceinek izotópanalitikai vizsgálata.
MTA III. /Mat. és Fiz./ Oszt. Közl., 13, 239 /1963/.
36. KOVÁCH A. Abszolút geológiai kormeghatározási módszerek hibaszámításai.
I. A rubidium-stroncium módszer hibaszámítása.
ATOMKI Közl., 5, 77 /1963/.
37. MAHUNKA I.
LAKATOS T.
FÉNYES T. Alacsony zajszintű töltésérzékeny erősítő rendszer félvezető magfizikai spektrométerhez.
ATOMKI Közl., 5, 65 /1963/.
38. MÁTHÉ Gy. Method for Elimination of Superposed Pulses in Nuclear Spectroscopy.
Nuclear Instruments and Methods, 23, 261 /1963/.
39. MÁTHÉ Gy. A Method of Eliminating Superposed Pulses in Nuclear Spectroscopy and Investigations on the Decay Scheme of Cr^{51} .
Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
40. MÁTHÉ Gy. Investigation of the Decay Scheme of Cr^{51} .
Nuclear Physics, 46, 236 /1963/.
41. MEDVECZKY L. Спектры нейтронов из источников Po-Be и Ra-Be.
Атомная Энергия, 13, 583 /1962/.

42. MEDVE CZKY L. The Energy of Neutrons from the Reaction $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$.
Acta Physica Hung., 16, 155 /1963/.
43. MEDVE CZKY L. Néhány tapasztalat a fotoemulziós gyors neutron személyi dó-
HEIM R. zismérés hazai megvalósításához.
Előadás a Sugárvédelmi Kollokviumon, Bp. 1963. okt.
Atomtechnikai Tájékoztató, 6, 739 /1963/.
44. NAGY J. A Penning-ionforrásból kilépő ionsugár összetétele és ener-
giaspektruma.
ATOMKI Közl., 5, 143 /1963/.
45. NAGY J. Szektor-típusú mágneses analizátor ionsugár összetétel vizs-
gálatokra.
ATOMKI Közl., 5, 25 /1963/.
46. NAGY J. Mérések nagyfrekvenciás ionforrással.
GOMBOS P. ATOMKI Közl., 5, 39 /1963/.
47. NÉMETH J. Páratlan szuperfolyékony fermionrendszer alapállapota kons-
tans kinetikus energia esetén.
ATOMKI Közl., 5, 129 /1963/.
48. D. MOLNÁR E. Izobután + argon töltésű végablakos GM számlálók működésének
NOVÁK D. vizsgálata $+20^\circ$ és -110° C közötti hőmérséklettartományban.
ATOMKI Közl., 5, 99 /1963/.
49. NAGY Z. Optical Light-Filter Adaptable for Quantitative Emission
SÁMSONI Z. Spectrochemical Analysis.
BENKŐ K. Spectrochimica Acta, 19, 2057 /1963/.
50. KÜHN, B. Angular Distributions of the Reaction $\text{O}^{18}(t, p)\text{O}^{18}$.
SCHLENK B. Physics Letters, 5, 91 /1963/.
51. KÜHN, B. Winkelverteilungen für die Reaction $\text{He}^3 + \text{T}$.
SCHLENK B. Nuclear Physics, 48, 353 /1963/.
52. KÜHN, B. Исследование угловых распределений реакции $\text{He}^3 + \text{T}$.
SCHLENK B. Дубна, 1963, Объединенный Институт Ядерных Исследований Ла-
боратория Нейтронной Физики, P-1197.
Előadás a Magfizikai Konferencián, Tihany, 1963. szept.
ATOMKI Közl., 5, /1963/ No. 3-4. Suppl.
53. SOMORJAI E. Szénfilmek vastagságának meghatározása optikai sűrűségmérés
alapján.
ATOMKI Közl., 5, 103 /1963/.

54. SZALAY S. Atommaghasadási termékek megkötése humuszsavakon és a jelen-ség alkalmazási lehetősége az atomiparban.
ATOMKI Közl., 5, 3 /1963/.
55. SZALAY S. A humuszsavak szerepe az uránium geokémiájában és lehetséges szerepük más kationok geokémiájában.
MTA III. /Mat. és Fiz./ Oszt. Közl., 13, 253 /1963/.
56. SZALAY A. /S./ Cation Exchange Properties of Humin Acids and their Importance in the Geochemical Enrichment of UO_2^{++} and Other Cations.
Preprints. Debrecen, 1963, MTA Atommag Kutató Intézete. 11 p.
57. SZILÁGYI M. Radiometric Identification of Fission Product Fractions Not Sorbed by Humic Acids.
Acta Physica Hung., 16, 21 /1963/.
58. SZILÁGYI M. Vizsgálatok bomlástermékeikkel egyensúlyban lévő, rövid felezési idejű radioaktív izotópok szorpciójára humuszpreparátumon.
ATOMKI Közl., 5, 157 /1963/.
59. UJHELYI Cs. Sr^{90} forrás készítési eljárás végeblakos GM-csőves készülék feloldási idejének meghatározásához az "arányos források" módszerének alkalmazásánál.
Magyar Fizikai folyóirat, 11, 245 /1963/.

Megjegyzés: Az 1962-es bibliográfia 15. tételében említett ILLÉS F., VATAI E.: "Radioaktív nuklidek fontosabb tulajdonságainak lyukkártya-rendszere" c. közlemény megjelent az Energia- és Atomtechnika, 16, 1 /1963/ folyóiratban is.

Az 1961-es bibliográfia 18. tételében említett PÉTER F., KERTÉSZ L., SZERDAHELYI F.: "Probleme und Ergebnisse der Schilddrüsendiagnostik mit Radiojod im Säuglings- und Kindersalter" c. közlemény orosz nyelven megjelent a Радиобиология и Радиотерапия, 2, 151 /1961/ folyóiratban is, 1963-ban.

VENDÉKGUTATÓK

60. DÉZSI Z. Természetes vizek radioaktív anyagtartalmára vonatkozó vizsgálatokról.
Fizikai Szemle, 13, 291 /1963/.
61. KOSTYRKO, A. Kísérletek J-131-nek vizes oldatokból tőzegpreparátummal történő megkötésére.
ATOMKI Közl., 5, 107 /1963/.
62. D. MOLNÁR E. Izobután + argon gázkeverékkel töltött GM számlálók vizsgálata.
ATOMKI Közl., 5, 93 /1963/.

DISSZERTÁCIÓK

Kandidátusi értekezés

63. *BERÉNYI D.* Vizsgálatok pozitron emittálással járó kis valószínűségű radioaktív bomlási folyamatokra vonatkozólag. Debrecen, 1962. ATOMKI.
64. *MEDVECZKY L.* A $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ magfolyamatból származó neutronok energiaeloszlása. Debrecen, 1962, ATOMKI.
65. *NAGY J.* Vizsgálatok a Penning-típusú hidegkatódos ionforrásra vonatkozóan. Debrecen, 1962, ATOMKI.

Egyetemi doktori disszertációk

66. *BORNEMISZA Gy.-né* Neutrongenerátor alkalmazása $\text{Be}^9(n, p)\text{Li}^9$, $\text{Be}^9(n, \alpha)\text{He}^9$ magreakciók vizsgálatánál. Debrecen, 1962, ATOMKI.
67. *SZILÁGYI M.* A periodusos rendszer átmeneti és egyes negatív karakterű elemeihez tartozó maghasadási termékek viselkedése humusz-savakkal szemben. Debrecen, 1962, ATOMKI.

ÖSSZEFOGLALÓ CIKKEK ÉS EGYÉB TUDOMÁNYOS MUNKÁK

68. *ANGELI I.* Alacsony energiájú (néhány MeV-es) $\text{C}^{12} + p$ magreakciók. ATOMKI Közl., 5, 111 /1963/.
69. *BERECZ I.* Flexibilis vákuumcsatlakozó csőmembrán helyettesítésére. ATOMKI Közl., 5, 47 /1963/.
70. *BERÉNYI D.* Intézetünk magspektroszkópiában elért eredményeinek nemzetközi visszhangja. ATOMKI Közl., 5, 185 /1963/.
71. *BERÉNYI D.* Az elektronbefogás-pozitron emittálási viszony elmélete, mérése és jelentősége. Magyar Fizikai Folyóirat, 11, 431 /1963/.
72. *BERÉNYI D.* A pozitív β -bomlás feltételei (energetika és tiltottság). Fizikai Szemle, 13, 263 /1963/.

73. BERÉNYI D. A magspektroszkópia modern problémái és a magyar eredmények. Magyar Fizikai Folyóirat, 10, 515 /1962/.
74. BERÉNYI D. Belső fékezési sugárzás elektronbefogásnál. Magyar Fizikai Folyóirat, 11, 295 /1963/.
75. BERÉNYI D. IX. Magyar Fizikus Vándorgyűlés, Debrecen, 1962.
SOMOGYI A. Fizikai Szemle, 12, 357 /1962/.
76. ILLÉS F. Pozitronok egyfotonos szétsugárzása. Fizikai Szemle, 13, 52 /1963/.
77. KOVÁCH Á. Az egyesített kémiai és fizikai atomsulyskáláról. Fizikai Szemle, 13, 195 /1963/.
78. KOVÁCH Á. Atommagfizikai módszerek a geológiai kormeghatározásban. Fizikai Szemle, 12, 369 /1962/.
79. NOVÁK D. Alacsony hőmérsékletek mérése. Fizikai Szemle, 13, 21 /1963/.
80. DEDE K. Vizsgálatok polarizált targetekkel és polarizált nyalábokkal. ATOMKI Közl., 5, 163 /1963/.
- NOVÁK D.
81. SZALAY S. Kristályvágó készülék. ATOMKI Közl., 5, 123 /1963/.
- SCHADEK J.
82. VATAI E. Pályaelektron befogás különböző atomi héjakról. Fizikai Szemle, 13, 264 /1963/.

TUDOMÁNYOS ELŐADÁSOK

1. BACSÓ J. Исследование энергетической зависимости отношений сечений
CSIKAI Gy. изомеров.
DARÓCZY S. Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963, szept.
2. BERÉNYI D. Problems and Results in Theoretical and Experimental Investigations on ϵ/β^+ Ratio.
Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963. szept.
3. BERÉNYI D. Investigations on the Internal Bremsstrahlung Accompanying the Non-Unique Second Forbidden Electron-Capture Decay of Cl^{36} .
International Conference on the Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations. Varsó, 1963. szept.

4. BERÉNYI D.
FÉNYES T.
Silicon Junction Detector in a Magnetic Beta-Ray Spectrometer.
Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963. szept.
5. BRÜCHER E.
Mikromennyiségű ritkaföldfémek ioncserés elválasztási folyamatának a vizsgálata.
Vegyész Napok, Debrecen, 1963. nov.
6. CSIKAI J. /Gy./
BORNEMISZA P.
HUNYADI I.
Nuclear Recoil in 14,8 MeV Energy Neutron Reactions.
Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963. szept.
7. CSIKAI J. /Gy./
PETŐ G.
 $N^{14}(d,n)O^{15}$ Reaction.
A 3. Rossendorf-Krakkó-i magreakciók és Magspektroszkópia Szeminárium, Krakkó, 1963, dec.
8. FÉNYES T.
Систематика α -распада ядер редкоземельных элементов.
Az Egyesített Atommagkutató Intézet Magproblémák Laboratóriumának szemináriuma, Dubna, 1963, márc.
9. FÉNYES T.
BÖDY Z.
Expected alpha-Decay of the Rare Earth Nuclides on the Basis of Different Systematics.
Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963. szept.
10. GYARMATI B.
Ericson Fluctuations in the $Mg^{26}(d,\alpha)Na^{23}$ Reaction.
A 3. Rossendorf-Krakkó-i Magreakció és Magspektroszkópia Szeminárium, Krakkó, 1963. dec. (Megtartotta KOLTAY E.)
11. LAMPÉ L.
KERTÉSZ L.
PÉTER F.
MEDVECZKY L.
DZVONYÁR J.
Kísérletes vizsgálatok a magzati pajzsmirigy működésére vonatkozóan.
Az Orvostudományi Egyetem XVI. tudományos ülése. Debrecen, 1963. márc.
12. KOLTAY E.
Beszámoló az UITF Van de Graaff és tandem laboratóriumaiban végzett kísérleti vizsgálataimról.
A KFKI Magfizikai I. Osztálya szemináriuma, Bp. 1963. jul.
13. KOLTAY E.
A koppenhágai UITF elektrosztatikus gyorsítóiról az új generátorszerkesztési elvek tükrében.
A KFKI Gyorsító Üzeme. Bp. 1963. okt.
14. KOLTAY E.
Measurements on the Excitation Function of the $Be^9(d,n)B^{10}$ Nuclear Reaction.
A 3. Rossendorf-Krakkó-i Magreakció és magspektroszkópia Szeminárium, Krakkó, 1963. dec.

15. HANSEN, O.
KOLTAY E.
MADSEN, B. Investigations on the $Mg^{25}(d, \alpha)Na^{23}$ Nuclear Reaction. Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963. szept.
16. KOLTAY E.
HANSEN, O.
MADSEN, B. New Spin Assignments for the Excited States of Na^{23} . A koppenhágai Egyetem Elméleti Fizikai Intézet (UITF) Experimental Group Meetingje, Koppenhága, 1963. ápr.
17. MÁTHÉ Gy. A Method of Eliminating Superposed Pulses in Nuclear Spectroscopy and Investigations on the Decay Scheme of Cr^{51} . Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963. szept.
18. MEDVE CZKY L.
HEIM R. Néhány Tapasztalat a fotoemulziós gyors neutron személyi dózismérés hazai megvalósításához. Sugárvédelmi Kollokvium, Bp. 1963. okt.
19. MEDVE CZKY L.
JUHÁSZ S. Die Empfindlichkeit der Agfa K kernphysikalischen Emulsionen. IV. Tudományos és Alkalmazott Fotográfiai Konferencia, Bp. 1963. aug.
20. NAGY J. Mérések a Penning-féle hidegkatódos ionforrásra vonatkozóan. I. Plazmafizikai Kollokvium, Balatonszabadi, 1963. máj.
21. WÓRUM F.
NOVÁK D.
JÁVOR T. Kaloriméter szonda alkalmazása a gyomor-nyálkahártya vérellátottságának vizsgálatában. A Belgyógyászati Szakcsoport Gastroenterológiai Szekciója évi gyűlése, Parádfürdő, 1963. máj.
22. NAGY Z.
SÁMSONI Z.
BENKŐ K. Logarithmischer Lichtfilter-Adapter und seine Spezial-Anwendung in der Quantitativen Emission-Spektralanalyse. XI. Colloquium Spectroscopium Internationale, Beograd, 1963. szept.
23. SÁMSONI Z.
NAGY Z.
BENKŐ K. Ujfajta fényszűrők a kémiai emissziós szinképelemzésnél. Vegyész Napok, Debrecen, 1963. nov.
24. KÜHN, B.
SCHLENK B. Исследование угловых распределений реакции $He^3 + T$. Magfizikai Konferencia, Tihany, 1963. szept.
25. KÜHN, B.
SCHLENK B. Winkelverteilungen für die Reaktion $T + He^3$. Hauptjahrestagung Leipzig, 1963. ápr.
26. SZALAY A. /S./ The Role of Humin Acids in the Geochemistry of Uranium and their Possible Role in the Geochemistry of Other Cations. Vernadszki Geokémiai Emlék Kongresszus, Moszkva, 1963. márc.

27. SZALAY S. Ujabb ismereteink a humuszsavak jelentőségéről a természetben és az atomiparban.
Az MTA Évi nagygyűlése, Bp. 1963. ápr.
28. SZALAY A. /S./ Cation Exchange Properties of Humic Acids and their Importance in the Geochemical Enrichment of UO_2^{++} and Other Cations.
XXIInd IUPAC Konferencia, Symposium on Degradation of Lignin in Geological Environments. London, 1963. júl.
29. SZALAY S. Cation Exchange Properties of Humic Acids and their Importance in the Geochemical Enrichment of Uranium and Other Cations.
A liblini Egyetemen, a Fizikai és Kémiai Társulat közös rendezésében, Lublin, 1963. nov.
30. SZALAY S.
SZILÁGYI M. Az atomhasadás radioaktív termékeinek megkötése humuszsavakon.
Tiszántúli Tudományos Békekonferencia, Debrecen, 1963. jún.

NÉPSZERŰ ÉS EGYÉB CIKKEK

1. ANGELI I. A relativisztikus sebességösszetevés egy új kísérleti bizonyítéka.
Fizikai Szemle, 13, 288 /1963/.
2. ANGELI I. Magreakciók lefolyási idejének meghatározása a fékezési sugárzás spektruma alapján.
Fizikai Szemle, 12, 385 /1962/.
3. BERÉNYI D. Ralf Sube: Kernphysik und Kerntechnik. (Könyvismertetés.)
Fizikai Szemle, 13, 358 /1963/.
4. BERÉNYI D. Alacsony relativ intenzitású pozitronok spektroszkópiája.
Fizikai Szemle, 13, 127 /1963/.
5. BERÉNYI D. Fontos új mérések belső konverziós koeficiensekre vonatkozólag.
Fizikai Szemle, 13, 223 /1963/.
6. BERÉNYI D. Másodrendű folyamatok két magnívó közti átmenetnél.
Fizikai Szemle, 13, 160 /1963/.

7. BERÉNYI D. Ismét egy új nyomazonosító detektor.
Fizikai Szemle, 13, 128 /1963/.
8. BERÉNYI D. Az ϵ/β^+ viszony tiltott bomlásoknál.
Fizikai Szemle, 13, 127 /1963/.
9. BERÉNYI D. A belső fékezési sugárzási spektrum alakja és az átmenet
tiltottsága.
Fizikai Szemle, 13, 127 /1963/.
10. BERÉNYI D. A deformált magok új tartománya.
Fizikai Szemle, 12, 385 /1962/.
11. ILLÉS F. Kis intenzitású beta-aktivitás mérése Cserenkov-sugárzás de-
tektálásával.
Fizikai Szemle, 13, 8 /1963/.
12. MEDVECZKY L. Mit csinál a debreceni csoport?
Fizikai Szemle, 13, 61 /1963/.
13. SZALAY S. Gyulai professzor, mint oktató.
Fizikai Szemle, 13, 143 /1963/.

VENDÉGKUTATÓ

14. BÖDY Z. Proton rádióaktivitás.
Fizikai Szemle, 13, 128 /1963/.

NÉPSZERŰ ELŐADÁSOK

1. BERÉNYI D. A magfizika legújabb eredményei.
TIT rendezésében, Békéscsaba, 1963. jan.
2. BERÉNYI D. Elemi részecskék és elemi rezonanciák.
Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat Debreceni Csoportja által
középiskolai fizika tanárok továbbképzésére szervezett elő-
adás. Debrecen, 1963. nov.
3. BRÜCHER E. Műanyagok és felhasználásuk.
TIT rendezésében. Püspökladány, 1963. márc.

4. *DARÓCZY S.* Az atomenergia békés felhasználása.
MSZMP Hajdu-Bihar megyei Pártiskolájában, Debrecen, 1963.
máj.
5. *GYARMATI B.* Az elemi részecskék helye a modern fizikában.
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Debreceni Csoportja által
középiskolai fizika tanárok továbbképzésére szervezett elő-
adás. Debrecen, 1963. okt.
6. *MEDVECZKY L.* Az ATOMKI munkájáról és főbb eredményeiről.
Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Debreceni Csoportja rende-
zésében az általános iskolákban tanító fizika tanárok részé-
re. Debrecen, 1963. máj.

VENDÉGKUTATÓ

7. *BÖDY Z.* Az anyagfogalom fejlődése az ókortól napjainkig.
Vegyipari Technikum, Nagykanizsa, 1963. nov.

I N T É Z E T I H I R E K

1963-ban a következő külföldi vendégek látogatták meg az intézetünket:

IV. 22-25-én *Otto Tischer* a rossendorfi (NDK) Zentralinstitut für Kernphysik munkatársa.

VI. 14-én *V.M. Geraszimov* a Pravda; *Popov* a TASZSZ, továbbá a varsói TV és Rádió egy-egy tudósítója.

VI. 20-21-én *H.K. Bothe*, *J. Bös*, *H. Schulze* lipcei fizikusok.

VIII. 6-án 30 főből álló komszomolista csoport.

IX. 6-án *Kemény Péter* fizikus (Bucuresti, Institutul de Fizica Atomica).

IX. 12-14-ig *Harald Røthig* fizikus, NDK-ból.

IX. 23-26 között *Ole Hansen* fizikus (Institute of Theoretical Physics, Copenhagen).

X. 1-2-án *D. Netzband* fizikus (Zentralinstitut für Kernphysik, Rossendorf über Dresden).

X. 10-én *W. Żuk* lublini professzor.

X. 26-27-én *Yujiro Koh* professzor és felesége (Faculty of Science, Osaka City University, Osaka).

XI. 22-én *J.Sz. Jarvickij* és *Makarenko* kutatók az EAKI (Dubna)-ból.

XI. 25-29 között *Janina Jasiał* sugárvédelmi mérnöknő (Radiológiai Központi Laboratórium, Varsó).

XII. 4-én *Doc. Ing. Pavel Schiller* kandidátus (Bratislavai Egyetem Radioizotóp és Gyógyszertani Fakultás, Bratislava).

* * * * *

IX. 24-én *Ole Hansen* (UITF, Koppenhága): "Recent Experimental Investigations in the Institute of Theoretical Physics Copenhagen".

X. 10-én *W. Żuk* professzor (Lublin): "A lublini egyetem Fizikai Intézetében folyó kutatómunka ismertetése" (német nyelven) címmel intézetünkben előadást tartottak.

* * * * *

Intézetünk munkatársai közül a következők vettek részt külföldi konferencián ill. tanulmányutakon az 1963. évben: (A külföldi utak során tartott előadásokat a bibliográfiai jegyzékben közöljük):

Fényes Tibor tud. főmunkatárs február 25 és március 5 között tapasztalatcserén vett részt a dubnai Egyesített Atomkutató Intézetben.

Dr. Szalay Sándor az ATOMKI igazgatója március 10-19 között részt vett a Moszkvában rendezett Vernadszki Geokémiai Emlék-Kongresszuson.

Schlenk Bálint tud. munkatárs március 28- és április 4 között Lipcsében volt a NDK Fizikai Társulatának 1963. évi közgyűlése alkalmából.

Dr. Kovách Ádám tud. munkatárs május 20 - június 17-ig tanulmányuton volt a Szovjetunióban, Leningrádban és Moszkvában.

Dr. Szalay Sándor intézeti igazgató július 7 - 12-ig Londonban tartózkodott és a Symposium on Degradation of Lignin in Geological Environments címmel az IUPAC XXII.-ik konferenciája alkalmából tartott szimpozionon vett részt.

Dr. Berényi Dénes tud. osztályvezető augusztus 1-16-ig részt vett a Nijenrodeben (Hollandia) tartott magspektroszkópiai nyári iskolán.

Dr. Szalay Sándor szeptember 19-29-ig részt vett az IUPAP közgyűlésén Varsóban.

Novák Dezső tud. munkatárs az Alacsony Hőmérsékletek Technikája és Fizikája tárgyú III. nemzetközi konferencián volt Prágában szeptember 8-15-ig.

Dr. Berényi Dénes szeptember 22 - október 1-ig Lengyelországban tartózkodott a Varsóban az International Conference on the Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformation IUPAP és IAEA által támogatott konferencia alkalmából, majd a krakkói intézetben tett rövid látogatást.

Dr. Kovách Ádám tud. munkatárs szeptember 11-től egy hónapig Finnországban volt tanulmányuton a helsinki egyetem Fizikai intézetében, valamint a Finn Állami Földtani Intézetben.

Gyarmati Borbála tud. munkatárs október 15-től november 15-ig a Csehszlovák Tudományos Akadémia Központi Atommag Kutató Intézetében (Řež) folytatott tanulmányokat.

Medveczky László tud. főmunkatárs november 1-22-ig a rossendorfi intézettel közös kutatások kapcsán az NDK-ban tartózkodott.

Novák Dezső tud. munkatárs november 11-28-ig hidegfizikai tanulmányokat folytatott Drezdában (NDK).

Dr. Szalay Sándor november 23-29-ig a lublini egyetem meghívására Lublinban volt, ahol előadást tartott, valamint az egyetemi tanszékeken folyó oktató és kutató munkát tanulmányozta.

Dr. Koltay Ede tud. munkatárs ez év március végén fejezte be öt hónapos tanulmányutját a koppenhágai egyetem Elméleti Fizikai Intézetében.

Dr. Csikai Gyula tud. osztályvezető és *Dr. Koltay Ede* tud. munkatárs december 10-14-ig részt vettek Krakkóban a rossendorfi Központi Magfizikai Intézet és a krakkói Magfizikai Intézet "5-ik magspektroszkópiai és magreakció szemináriumán".

Dr. Kertész László tud. munkatárs múlt év őszén Olaszországba utazott IAEA ösztöndíjjal és az ATOMKI-ból a Debreceni Orvostudományi Egyetemre történt áthelyezéséig is (június 30) Pisában dolgozott.

Dr. Fényes Tibor tud. főmunkatárs és *Mahunka Imre* tud. segédmunkatárs szeptemberben két év időtartamra Dubnába mentek és az Egyesített Atomkutató Intézetben folytatnak alfa-spektroszkópiai vizsgálatokat.

Kialakult szokás szerint a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetével közösen tartottuk referáló összejöveteleinket az 1963. évben is. E beszámolókon többször részt vettek más debreceni intézetek fizikusai is. 1963. évben a következő előadások hangzottak el:

II. 12-én	Dr. Csikai Gyula	"Magvisszalökés a gyors neutron reakciókban"
II. 26-án	Dr. Csikai Gyula	"A $N^{14}/d, n/O^{16}$ reakció vizsgálata"
IV. 2-án	Dr. Kovách Ádám	"Az egyesített kémiai és fizikai atomsúlyokról"
IV. 9-én	Gyarmati Borbála	"A compound mag"
IV. 16-án	Dr. Fényes Tibor	"Új alfa-sugárzó nuklidok előállításának és vizsgálatának lehetőségei a középnehéz tartományban"
IV. 23-án	Schlenk Bálint	" $T + He^3$ reakció szögeloszlásának vizsgálata"
IV. 30-án	Dr. Makranczy Béla /KFI/	"Számítási célra készült indítóanódos gázkisülési cső"
V. 7-én	Vatai Endre	"Elektronbefogás tanulmányozásában elért eredmények"
V. 21-én	Dr. Koltay Ede	"Beszámoló az UITF gyorsító laboratóriumaiban töltött tanulmányutról I. Gyorsítók és méréstechnika."
V. 28-án	Novák Dezső	"Polarizált targetek"
VI. 4-én	Dede Kálmán /KFI/	"Polarizált ionnyalábok"
IX. 11-én	Bódy Zoltán /KFI/ Dr. Berényi Dénes	"Beszámoló a Nijenrode-i nyári iskoláról"
X. 24-én	Dr. Koltay Ede	"Beszámoló az UITF gyorsító laboratóriumaiban töltött tanulmányutról II. Saját magfizikai vizsgálatok"
XI. 21-én	Máthé György Schlenk Bálint	"Részecske azonosítás impulzusalak diszkriminációval"

* * * * *

Külső előadók is tartottak előadást az intézet kutatói részére: Dr. Marx György egyetemi tanár X. 15-én "Erős kölcsönhatások nagy energiákon", Zimányi József

a KFKI munkatársa XII. 18-án "A direkt reakciók elméletének alapvonásai" címmel.

* * * * *

Németh Judit tud. munkatárs a magreakciók vizsgálatával foglalkozó kutatók részére "Magreakciók elmélete" címmel 1962-ben megkezdett szemináriumi foglalkozásokat az elmúlt évben folytatta.

* * * * *

1963. év folyamán az ATOMKI kutatóinak 2 közleménye került bemutatásra az MTA Mat.-Fiz. Osztályának felolvasó ülésén.

A Magyar Tudományos Akadémia 1963. évi Nagygyűlésén április 10-én az intézet igazgatója előadást tartott (lásd bibliográfiai jegyzék).

* * * * *

Az intézet Tudományos Tanácsa november 11-én ülésezett. A legutóbbi ülés óta elért fejlesztés helyszíni megtekintése után a 1./ Töltött részecskékkel létrehozott magreakciók vizsgálata; 2./ Gyorsneutronokkal létrehozott magreakciók vizsgálata; 3./ Radioaktív bomlás során emittált könnyű részecskék (béta- és gamma-sugárzás) spektroszkópiái vizsgálata; 4./ Radioaktív bomlásból származó alfa-részek spektroszkópiája; 5./ Magfizikai és radioaktív módszerek alkalmazása más tudományokban a./ Radioaktív anyagok a természetben; b./ Kőzetek korának meghatározása; c./ C-14 kormeghatározás hazai bevezetése archeológiai szempontból; témák terén elért eredményekről szóló referátumokat és az 1964. évi tervet vitatta meg.

* * * * *

Az intézet pártvezetősége az elmúlt év során felülvizsgálta a Magspektroszkópiai osztály eddigi munkáját. Eredményeinek értékelésén kívül foglalkozott az Osztály jelenlegi helyzetével, fejlődésével és problémáival.

* * * * *

A MTA Elnökének érvényben lévő rendelete alapján az elmúlt év végéig 15 kutatónak kellett orosz nyelvből vizsgázni. A MTA által kijelölt bizottság előtt a vizsgát december 5-6-án mind sikeresen letették.

* * * * *

Az elmúlt év folyamán három kutató (*Berényi Dénes, Medveczky László és Nagy János*) védte meg sikeresen előző év folyamán benyújtott kandidátusi értekezését és nyerte el a fizikai tudományok kandidátusa fokozatot.

* * * * *

A Kossuth Lajos Tudományegyetem Természettudományi kara az elfogadott értekezés és sikeres szigorlat letétele után az elmúlt év folyamán *Dr. Bornemisza Györgyné, Kovách Ádám és H. Szilágyi Mária* tud. munkatársakat avatta doktorrá.

* * * * *

A Művelődésügyi Miniszter *Dr. Csikai Gyulának, Dr. Fényes Tibornak és Dr. Koltay Edének* a "címzetes egyetemi docens" címet adományozta.

* * * * *

A Tihanyban szeptember 16-21-ig tartott Magfizikai Kollokviumon az ATOMKI munkatársai közül 13-an vettek részt és 7 előadást tartottak. Az előadások az ATOMKI Közlemények 5 kötet 3-4. száma mellékleteként is közlésre kerültek.

* * * * *

A májusban Budapesten rendezett Nemzetközi Ipari Vásáron az ATOMKI 2 műszer egységet (komplett alfa-gamma koincidencia spektrométer; fluoriméter), továbbá néhány az intézet életét és elért eredményét demonstráló tablót mutatott be.

* * * * *

Az intézetben tervezett és jelentős részben házilag épített beta-sávspektrográf - (tervek ismertetését lásd ATOMKI Közl., 3, 83./1962/) - műszakilag elkészült és megkezdődhetett a jusztirozás és hitelesítés sok munkát igénylő művelete.

* * * * *

Az Optikai és Finommechanikai Kutató Laboratórium Debrecenben létesült vákuumtechnikai osztálya részben az ATOMKI által ideiglenesen átengedett néhány helyiségben működött 1963. december 31-ig.

* * * * *

Dr. Berényi Dénes tud. osztályvezető a radioaktív anyagok magspektroszkópiai kutatásának hazai kifejlesztésében elért eredményes tevékenységéért az akadémiai jutalom III. fokozatában és a velejáró pénzjutalomban részesült 1963. áprilisában.

* * * * *

Dr. Koltay Edének az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Elnöksége kutatói munkájában elért eredményeinek elismeréséül az 1963. évi Bródy Imre díjat adományozta. *Dr. Koltay Ede* már a negyedik az ATOMKI munkatársai közül, aki e megtisztelő elismerésben részesült.

* * * * *

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója
Készült az Intézet "Zetaprinton" típusú
sokszorosító gépén "Rotaprint" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István

Példányszám: 300.

1964/5.

Atombi Közlemények

VI. kötet

1964.

3-4.szám

MTA
ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE
DEBRECEN
1964. december

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK-et az MTA Atommag Kutató Intézete /ATOMKI/ adja ki. A szerkesztésért és kiadásért felelős: dr. Szalay Sándor egyetemi tanár, az MTA lev. tagja, az intézet igazgatója. Szerkeszti a Szerkesztő Bizottság. Tagjai: dr. Szalay Sándor elnök, Koltay Edéné titkár, dr. Berényi Dénes, dr. Csikai Gyula, Medveczky László.

A lap anyagához hozzájárul a Debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete, valamint Alkalmazott Fizikai Intézete is, amely intézetek szoros együttműködésben vannak az ATOMKI-vel. Kéziratot elvben külső szerzőktől is elfogadunk, ha az a lap célkitűzéseinek megfelel.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK feladatát a következőkben látjuk:

1. Lehetőleg hű képet ad az ATOMKI munkásságáról, tevékenységéről, fejlődéséről. Az ATOMKI tudományos eredményei közül csak azokat hozza részletesebben, amelyek más helyen, akadémiai, nemzetközi vagy egyéb folyóiratban nem jelentek meg. Az utóbbiakról csak felsorolást, esetleg rövid ismertetést, kivonatot hoz.

Más folyóiratokban megjelent közleményeinkhez egyes esetekben hozunk itt kiegészítő közleményt, ha az alkalmazott kutatási módszer eredetisége folytán külön leközlésre érdemes, és helyszüke miatt a nagyobb folyóiratokban a részletes leírás célszerűtlen lett volna.

2. Elősegíti különösen a fiatal hazai atomkutatók tudományos ismereteinek bővülését azzal, hogy az atommagfizika egyes területeiről összefoglaló, ismertető közleményeket hoz magyar nyelven.

3. Elősegíti a világon folyó atommagkutatók eredményeinek hazai békés alkalmazását más tudományok és az ipar területén olyan összefoglaló, ismeretterjesztő közlemények útján, amelyek bár tudományosan nem eredetiek, de e téren hazánkban - magyar nyelven - hézagpótló szerepet töltenek be.

Idetartozónak tekintjük az izotópok különböző alkalmazásait a tudományokban, az iparban, stb., valamint az atomkorszak bekövetkeztével kapcsolatban felmerülő szükségleteket, problémákat az oktatásban, és így tovább.

Az ATOMKI KÖZLEMÉNYEK évenként több számban jelenik meg. Tudományos intézeteknek, intézményeknek cserepéldányképpen vagy kérésükre díjtalanul megküldjük, kötelezettség nélkül. Magánszemélyeknek esetenkénti kérésére 1-1 számot vagy különlenyomatot szívesen küldünk. Ilyen irányú kéréseket az intézet könyvtárszolgálatához kell irányítani /ATOMKI, Debrecen, Bem-tér 18/c. Levélcím: Debrecen 1. Pf. 51. Táviratcím: ATOMKI, Debrecen/.

ÚJ MAGADATOK	НОВЫЕ ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ	RECENT NUCLEAR DATA
amelyeket a MTA Atommag Kutató Intézetének /ATOMKI/ munkatársai határoztak meg,	полученные сотрудниками Института Ядерных Исследований Венг. Акад. Наук /ATOMKI/	obtained by collaborators of the Institute of Nuclear Research of the Hung. Acad. Sci. /ATOMKI/
<div>C¹²⁺</div>		
ADATOK	ДАННЫЕ	DATA
Az alapállapot feletti első gerjesztett állapot	Первое возбужденное состояние над основным состоянием	First excited state above the ground level is
<div>4,402 ± 0,058 MeV</div>		
Ezen gerjesztett állapot létrejöttének differenciális hatáskeresztmetszete a feltüntetett tömegközépponti szögek szerinti irányokban	Дифференциальное эффективное сечение образования этого возбужденного состояния по приведенным направлениям углов ц.м.	The establishment of that excited state has the following differential cross-sections along the indicated directions in terms of center-of-mass angles:
<div><div><div>37°30'</div><div>105°30'</div><div>133°29'</div><div>158°</div><div>180°</div></div><div><div>56 ± 11,4 mb</div><div>24 ± 4,9 mb</div><div>25 ± 5,1 mb</div><div>29 ± 5,9 mb</div><div>30 ± 6,1 mb</div></div></div>		
MÓDSZER	МЕТОД	METHOD
Be ⁹ /α,n/C ¹²⁺ magfolyamatból származó neutronok energiájának mérése fotoemulziós módszerrel.	Измерение фотоэмульсионным методом энергий нейтронов, полученных из ядерной реакции Be ⁹ /α,n/C ¹²⁺ .	Measurement of the energy of neutrons in the nuclear reaction Be ⁹ /α,n/C ¹²⁺ by photoemulsion techniques.
IRODALOM	ЛИТЕРАТУРА	LITERATURE

L. Medveczky: Acta Phys. Hung., 16/1963/155.

ATOMKI KÖZLEMÉNYEK

VI. kötet.

3-4. szám.

TARTALOMJEGYZÉK

TUDOMÁNYOS KÖZLEMÉNYEK

Oldal

Berényi Dénes - Kazai Lajos - Scharbert Tibor - Vatai Endre:
Vizsgálatok a Co^{58} bomlási sémáján

D. Berényi - L. Kazai - T. Scharbert - E. Vatai: Investigation
Concerning the of Decay Scheme of Co^{58}

Д. Берени - Л. Казай - Т. Шарберт - Е. Ватай: Исследования схемы
распада Co^{58}

101

Koltay Ede - Szabó Gyula: Aszimmetrizált terü kvadrupollencsék
elektronoptikai tárgyalása

E. Koltay - Gy. Szabó: Electronoptical Treatment of Asymmetrized
Field Quadrupole Lenses

Е. Колтай - Д. Сабó: Электронно-оптическое рассмотрение квадрупольных линз с асимметрическим полем

105

Gyarmati Borbála - Koltay Ede: 20 MeV-re gerjesztett Al^{27} mag átlagos élettartamának becslése Ericson fluktuációk kiértékelése alapján

B. Gyarmati - E. Koltay: The Estimation of the Average Lifetime of the Al^{27} Nucleus Excited to 20 MeV, on the Basis of the Evaluation of Ericson Fluctuation

Б. Гярмати - Е. Колтай: Оценка среднего времени жизни возбужденного до 20 Мэв ядра Al^{27} на основании анализа флуктуаций Эриксона

131

Scharbert Tibor: A Cs^{133} második gerjesztett nivójának spinje és paritása

T. Scharbert: The Spin and Parity of the Second Excited Level of Cs^{133}

Т. Шарберт: Спин и четность второго возбужденного уровня Cs^{133}

137

Varga Dezső: Felületi zádoréteges félvezető detektor β -érzékenységének vizsgálata

D. Varga: The Investigation of the Beta-Sensitivity of a Surface Barrier Semiconductor Detector

Д. Варга: Исследование чувствительности к бета-излучению поверхностно-барьерного полупроводникового детектора

143

Schlenk Bálint - Meskó László: Áramintegrátor gyorsító ionáramának méréséhez

B. Schlénk - L. Meskó: Current Integrator for Measuring the Ion Current of Accelerators

Б. Шленк - Л. Мешко: Интегратор тока для измерения потока ионов ускорителей

151

Illés Ferenc - Berényi Dénes: Speciális permanens mágneses béta-spektrográf-csoport karakterisztikái

F. Illés - D. Berényi: The Characteristics of a Special Permanent Magnetic Beta Ray Spectrograph Set

Ф. Иллеш - Д. Берени: Характеристики специальной группы магнитных бета-спектрографов с постоянными магнитами

157

VIZSGÁLATOK A Co^{56} BOMLÁSI SÉMÁJÁN*

Berényi D. - Kazai L. - Scharbert T. - Vatai E.

A Co^{56} bomlásában két β^+ -csoport jelenléte van megbízhatóan megállapítva. Ezek közül az egyiknek az 1,5 MeV maximális energiájának az intenzitása tulnyomóan nagyobb. Ez a β^+ -átmenet a Fe^{56} második, 2085 keV-os gerjesztett állapotát táplálja (L. a bomlási sémát és más adatokat a Nuclear Data Sheets-ben [1]).

Erre a legintenzívebb átmenetre eddig csak egy durva közelítő becslés volt megadva az ϵ/β^+ arányra vonatkozóan. Ez az adat, mely szerint $\epsilon/\beta^+ = 0,35$, 1954-ben Sakai és munkatársaitól származik [2]. Ezt az adatot gamma-sugárzás és annihilációs sugárzás intenzitás mérésekből kapták. Ugyanekkor Zweifel számításai szerint ennek az aránynak az elméleti értéke 0,103 [3]. A kérdés külön figyelmet is érdemel, mivel a szóbanforgó átmenet valószínűleg l -tiltott.

Ezért határoztuk el ennél az átmenetnél a pozitív β -bomlás elágazási viszonyának tanulmányozását.

A vizsgálandó Co^{56} forrást az Amershami Radiokémiai Központból (Anglia) kaptuk. A jelenlévő Co^{57} és Co^{58} szennyezések nem zavarták a méréseket.

A relativ pozitron kibocsátási hányadot (k) két módszerrel határoztuk meg és most van folyamatban egy harmadik módszerrel történő mérés is. Ez utóbbinál a β -impulzusokat, melyeket a proporcionális számlálóból kapunk, és a szcintillációs számlálóból kapott γ -impulzusokat mérjük koincideneciában [4].

Az első módszer, melyet Blue és Bleuler [5], Wapstra és csoportja [6, 7] dolgoztak ki, β - γ koincidenencia mérés volt. Ennél toroidszektor típusu β -spektrométert használtunk [8], és a γ -csatorna az 1,24 MeV-es γ -csucsra volt beállítva.

A második módszer a k meghatározására egy, általunk korábban alkalmazott [9] módszer tökéletesített formája volt. Itt összehasonlítottuk a Co^{56} β^+ -spektruma alatti területet a Na^{22} β^+ -spektruma alatti területtel és ugyancsak megállapítottuk a Co^{56} 1240 keV-es és a Na^{22} 1274 keV-es γ -vonalai relativ intenzitásának mérése alapján a két forrás relativ erősségét. E módszernél kihasználjuk, hogy a Na^{22} esetében az ϵ/β^+ viszony jól ismert.

Az első β - γ koincidenencia módszer esetében korrekciókat alkalmaztunk a háttér, a számlálási veszteségek, az impulzus szuperponálódás és a nagyobb energiájú γ -sugaraktól eredő Compton háttér figyelembevételére a γ -csatornában és végül a β - γ koincidenenciáknál jelentkező véletlen koincidenenciákra nézve.

A másik módszernél elsősorban az 1240 és 1274 keV γ -sugarak energia különbsége miatt volt szükség korrekciókra. A β^+ -spektrum alatti terület összehasonlításnál természetesen csak az 1,5 MeV végpont energiájú csoportot vettük figyelembe a Co^{56} esetén.

A k érték meghatározásához szükséges tudni mindkét módszernél az 1240 keV γ -sugár és a Co^{56} 2085 keV-es szintjét tápláló átmenet relatív erősségét. Ezeket az adatokat a Nuclear Data Sheets-ből [1] vettük és a hibákat Cook és Tomnovec [10] cikke alapján számoltuk, melyben a γ -sugárzások relatív erősségét illetően a legpontosabb adatok álltak rendelkezésünkre.

I. Táblázat

Szerzők	Sakai és munkatársai [2]	Cook és Tomnovec [10]	Jelen munka	Jelen munka	Zweifel [6]
Módszer	Szcintillációs γ -spektrumból (annihilációs és γ -csucskok)	Szcintillációs γ -spektrumból (annihilációs és γ -csucskok)	β - γ koincidencia mérések	A β^+ -spektrum és a forrás intenzitás aránya	Számított
k	0,719	0,887 \pm 0,142	0,986 \pm 0,148	0,810 \pm 0,146	0,907

Az első táblázatban a kérdéses átmenetre kapott k értékek vannak összefoglalva. Itt a Sakai és munkatársai neve alatt megadott k értéket a cikkükben közölt ϵ/β^+ értékből számítottuk át.

Itt említjük meg, hogy a harmadik módszer (β - γ koincidencia proporcionális számláló és szcintillációs számláló alkalmazásával) előzetes mérési adatai szerint az ϵ/β^+ értékre a más módszerekkel nyert adathoz hasonló értéket, (0,12) kaptunk.

Az I. táblázat 3, 4 és 5-ik oszlopában feltüntetett értékeinek súlyozott átlaga $0,893 \pm 0,084$, jó egyezésben van az elméleti értékkel. Ebből az $\epsilon_K/\beta^+ = (1-k)/k$ képlet alapján kiszámítva az ϵ/β^+ viszonyt a következő érték adódik: $\epsilon_K/\beta^+ = 0,11 \pm 0,10$. Ez az érték korrigálva van a magasabb héjakból történő elektronbefogásra [11]. A II. táblázatban összegyűjtöttük olyan izotópok ϵ/β^+ értékeit, melyek esetében a log ft érték, hasonlóan az itt tárgyalt Co^{56} -éhoz biztosan felülmúlja a 6 értéket és így az átmenetek valószínűen l -tiltottak. Ezen adatokat részben a Landolt-Börnstein táblázatból [12], részben egy másik cikkből [13] vettük. A II. táblázatban megadott kísérleti értékek súlyozott középértékei a [13]-ban megadott I. táblázat megfelelő értékeinek és az elméleti adatok egyszerű átlagai a [13]-ban összegyűjtött elméleti értékeknek.

II. Táblázat

Magok Átmenetek	log ft	ϵ_K/β^+ viszony	
		Kísérleti	Elméleti (megengedett)
$\text{Na}^{22} (3^+ \rightarrow 2^+)$	7,4	$0,109 \pm 0,003$	0,106
$\text{Co}^{58} (4^+ \rightarrow 4^+)$	8,7	$0,11 \pm 0,10$	0,10
$\text{Zn}^{68} (5/2^- \rightarrow 3/2^-)$	7,4	$26,3 \pm 1,4$	30,4

Megállapíthatjuk tehát, hogy a mi eredményeink nem mondanak ellent annak a következtetésnek, hogy l -tiltott átmenetek esetében nincs eltérés a megengedett átmenetek ϵ_K/β^+ értékétől. A Zn^{68} esetében az egyezés nem túlságosan jó a viszonylag egyszerű bomlási séma ellenére, ezért ebben az esetben pontosabb mérésekre van szükség.

Megemlítjük végül, hogy tájékozódó mérést végeztünk a Fe^{58} első gerjesztett állapotának élettartamára vonatkozóan. E szerint $\tau_{1/2} < 10^{-10}$ sec. Ez az adat egyezik Bertolini [14] mérési eredményével.

Irodalom

- [1] Nuclear Data Sheets (National Academy of Sciences - National Research Council, Washington) 4-51-60, -61, -62, 1959.
- [2] M. Sakai, J.L. Dick, W.S. Anderson és J.D. Kurbatov, Phys. Rev., 95, 101 /1954/.
- [3] P.F. Zweifel, Phys. Rev., 96, 1672 /1954/, ibid 107, 329 /1957/.
- [4] H.L. Hagedorn and J. Konijn, Physica, 23, 1069 /1957/.
- [5] J.W. Blue and E. Bleuler, Phys. Rev., 100, 1324 /1955/.
- [6] B. van Nooijen, J. Konijn, A. Heyligers, J.F. van der Brugge and A.H. Wapstra, Physica, 23, 753 /1957/.
- [7] B. van Nooijen, H. van Krugten, W.J. Wieseahn and A.H. Wapstra, Nuclear Physics, 31, 406 /1962/.
- [8] A. Szalay and D. Berényi, Acta Phys. Hung., 10, 57 /1959/.
- [9] D. Berényi, Physics Letters, 3, 142 /1962/.
- [10] C.S. Cook and F.M. Tomnovec, Phys. Rev., 104, 1407 /1956/.
- [11] A.H. Wapstra, G.J. Nijgh and R. Van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables. North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1959.
- [12] Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen. Neue Serie. Gruppe I., Bd. I. Springer Vlg., Berlin, G.H. 1961.
- [13] D. Berényi, Nuclear Physics, 48, 121 /1963/.
- [14] G. Bertolini, Nuclear Physics, 2, 660 /1956/57/.

ASZIMMETRIZÁLT TERÜ KVADRUPOLENCSEK ELEKTRONOPTIKAI TÁRGYALÁSA

Koltay E. - Szabó Gy.

KIVONAT - ABSTRACT - АННОТАЦИЯ

Iontranszport rendszerek gyakran felhasznált elemei a kvadrurollencsék és kvadrurol lencserendszerek. Megfelelő felépítésben, asztigmatikus leképző sajátosságai folytán igen alkalmasak hengersizmetrikus nyaláb szűk résekkel ellátott analizáló mágneshez való illesztésére.

A gyorsítóberendezésekből nyert ionnyalábban fellépő helyzet- és irányinstabilitások megkövetelik, hogy a gyorsító és az analizáló mágnes közé olyan optikai rendszert építsünk fel, amely a változások kikompenzálásával biztosítani tudja az analizáló mágnes bemenetén a nyaláb helyzetének és irányának állandóságát. A következőkben egy aszimmetrizált terü kvadrurolpár [1] által alkotott ilyen tulajdonságú iontranszport rendszer elektronoptikai tárgyalását adjuk meg.

A szokásos szimetrikus kvadrurollencsék polusainak aszimmetrikus táplálása esetén a keletkező erőter - szerkezetének változása nélkül - egyszerű középpont-eltolódást szenved elektrolittank méréseink szerint. Ebből kiindulva az aszimmetrikus kvadrurollencsék és lencsepárok elektronoptikai tárgyalása a szokásos matrix módszer egyszerű kiterjesztésével elvégezhető. Az ilyen alapon végzett számítások eredményeit konkrét esetekben eltérítési kísérletekkel ellenőriztük, s megmutattuk, hogy a kísérletek eredményei a mérési hibahatáron belül egyeznek a számított adatokkal. Megmutatjuk a számításokban, hogy az aszimmetrizálás a kardinális távolságokat nem befolyásolja, s így a helyzetkorrigálásra használt aszimmetria a hossz tengely mentén a kép helyzetét nem változtatja, de a képsíkban tetszőleges helyre való eltolást enged meg, illetve a kép tetszőleges belépési irány és tengelytávolság mellett a tengelyben tartható.

ELECTRON-OPTICAL TREATMENT OF ASYMMETRIZED FIELD QUADRUPOLE LENSES. Quadrupole lenses and quadrupole lens systems are often employed elements of ion transport systems. In suitable arrangement, because of their astigmatic focusing property, they are highly fitting for transferring the beam of cylindrical symmetry into the analysing magnet with narrow slits.

The position and direction instabilities appearing in the ion-beam obtained from the accelerator require setting up an optical system between the accelerating and analysing magnets, which compensating the changes can guarantee the constance of the position and direction of the beam at the entrance of the analysing magnet. In the following the electron optical description of an ion-transport system of this kind, formed by an asymmetrized field quadrupole-pair [1], will be given.

In case of asymmetrical feeding of the poles of the usual symmetrical quadrupole lenses, the arising field, according to our measurements in an electrolytic trough, suffers simple displacement of the centre - without changing its structure. Taking this as a starting point, the electron-optical treatment of the asymmetrical quadrupole lenses and lens-pairs can be achieved by the simple extension of the usual matrix method. The results of the calculations carried out on this ground were checked by deflecting experiments in actual cases, and it was demonstrated that the results of the experiments agree within error with the calculated data. Our calculations demonstrate that the asymmetrization does not influence the cardinal distances. thus the asymmetry used for the correction of posi-

tion does not change the axial position of the image, but it permits a shift to an optional place in the image plane, or the image can be held in an axial point, with an optional entrance direction and axial distance.

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ С АСИММЕТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ. В ионно-транспортирующих системах часто применяются квадрупольные линзы и системы квадрупольных линз. При подходящем строении из-за астигматических свойств изображения они пригодны для согласования цилиндрически симметричного пучка с магнитным анализатором с узкими щелями.

Нестабильность положения и направления пучка, полученного в ускорительной системе, требует построения между ускорителем и магнитным анализатором такой электронно-оптической системы, которая с помощью компенсации обеспечивает постоянство направления и положения пучка на входе магнитного анализатора. В настоящей статье мы описывали электронно-оптические свойства такой ионно-транспортирующей системы, состоящей из пары квадруполов [1] с асимметрическим полем.

По нашим измерениям с помощью электролитической ванны в случае асимметрического питания обычных симметрических квадрупольных линз полученное поле - без изменения структуры - испытывает смещение центра. Исходя из этого, электронно-оптическое рассмотрение квадрупольных линз и пар линз можно провести простым обобщением обычного матричного метода. В конкретных случаях результаты расчетов, проведенных на таком основании, мы проверяли экспериментами по отклонению пучка, и показали, что экспериментальные данные в пределах погрешности совпадают с расчетными данными. В своих расчетах мы показали, что асимметризация не влияет на кардинальные расстояния и так асимметрия, применяемая для коррекции положения, не изменяет расположения изображения по продольной оси, но позволяет перемещение в любую точку в плоскости изображения, т.е. изображение можно фиксировать на оси при произвольном входном направлении и расстоянии пучка от оси.

B e v e z e t é s

Gyorsítókból nyert ionnyaláb keskeny résekkel ellátott analizáló mágnesen való átvezetésére, vagy a nyalábnak a konkrét kísérleti követelmények által megkövetelt kollimátorrendszeren keresztül a targetre való leképezésére mágneses vagy elektrosztatikus kvadrupollencséből felépített iontranszport rendszereket szokás használni. A lencsék optikai paraméterei széles intervallumban könnyen változtathatók, így segítségükkel el lehet érni, hogy a rendszer optikai tengelyében belépő ionnyalábot a tengely tetszésszerű pontjába le lehessen képezni a kívánt foltméretekkel. Ha azonban a lencsék számára tárgypontként szereplő nyalábkéreszteződés az optikai tengelyen kívül fekszik, a kapott kép (illetve asztigmatikus képpár) szintén kívül esik a tengelyen a laterális nagyítások által megszabott mértékben.

A kvadrupolrendszerek alkalmazhatósága tovább bővíthető a lencsék terének aszimmetrizálásával. Jól ismert jelenség különböző gyorsítók üzemeltetésénél, hogy a gyorsítóból kilépő ionnyaláb iránya és helyzete a működési paraméterek különböző változásai miatt lassu ingadozásokat mutat. Ennek az elmondottak szerint az a következménye, hogy a gyorsító és a használt iontranszport rendszerek pontos optikai jusztirozása esetén sem stabil a bombázó nyaláb helyzete az energiadefiniáló vagy kollimáló réseken, s ezzel együtt a targetet bombázó ionnyaláb intenzitása lényeges ingadozásokat mutathat. E hatás kompenzálására az UITF-Copenhagen Tandem Laboratóriumban olyan iontranszport rendszert építettek fel, amely a kvadrupollencsék aszimmetrikus táplálása révén a szokásos asztigmatikus leképzési sajátságok mellett a nyaláb párhuzamos eltolására vagy iránykorrigálására is alkalmazható [1]. Ez az aszimmetrizálás ionoptikai szempontból az egyes kvadrupolok optikai tengelyeinek folytonos transzverzális eltolási lehetőségét biztosítja; tetszőleges belépési irány és helyzet esetére úgy jusztirozható a rendszer, hogy a rajta áthaladó nyaláb állandóan a kívánt pontra legyen leképezve.

A következőkben az elektronoptika matrix formalizmusának felhasználásával az aszimmetrizált kvadrupollencsék leképezési, irány- és helyzeteltérítési tulajdonságait vizsgáljuk.

Szimmétrikus kvadrupollencsék

Az erős fókuszálási lineáris elektronoptikai rendszerek elektrosztatikus vagy mágneses kvadrupollencséből épülnek fel.

A szimmétrikus elektrosztatikus kvadrupollencsét négy derékszögű hiperbolára, mint vezérgörbére épült hengerelektrod alkotja, az elektrodok potenciálja abszolút értékre egyenlő, előjelre nézve pedig alternáló. Mágneses kvadrupollencsénél az elektrodák szerepét mágneses póluspofák veszik át, a potenciálokra adott megkötés pedig a mágneses póluserősségekre vonatkozik. A két különböző lencsetípus tulajdonságai párhuzamosan, analóg módon tárgyalhatók. Egyszerűség kedvéért, azonban csak az elektrosztatikus tereket tárgyaljuk itt vázlatosan, megjegyezve, hogy az eredmények csekély módosítással [2] mágneses esetre is átvihetők.

Mint ismeretes, a leírt elektrodrendszer által létrehozott tér potenciáloszlása ideális esetben*

$$\Phi = \frac{\Phi_1}{a^2} (x^2 - z^2) \quad /1/$$

ahol Φ_1 az elektrodák feszültsége, a a félapertura. Az /1/-ből látható, hogy a tér kétdimenziós (ha $a \ll L$ esetekre jó közelítésben eltekintünk az L hosszúságú lencse végein fellépő szórttér effektusoktól). A koordinátarendszert úgy választottuk meg, hogy x és y a hiperbolák csucsaiba mutat, z pedig az elektrodrendszer geometriai tengelyével esik egybe.

A részecskék mozgásegyenlete a leírt térben a nyilvánvaló geometriai tulajdonságok miatt két komponens-egyenlet formájában tárgyalható. Nem relativisztikus esetben ezek a

$$x'' - \frac{1}{2\Phi_0} E_x = 0 \quad /2/$$

$$y'' - \frac{1}{2\Phi_0} E_y = 0$$

alakban írhatók, ahol Φ_0 a részecskék energiája. Behelyettesítve az /1/-ből kapható térerősségeket /2/-be, a szórttér hatások elhanyagolásával (derékszögű modell)

$$x'' + \beta^2 x = 0 \quad /3/$$

$$y'' - \beta^2 y = 0$$

adódik, ahol $\beta^2 = (1/a^2) (\Phi_1/\Phi_0)$, és a vessző a z szerinti differenciálhányadost jelöli. Ezen egyenletek megoldása a $z = 0$ -nál felvett

$$\begin{aligned} x &= x_0; & x' &= x'_0 \\ y &= y_0; & y' &= y'_0 \end{aligned} \quad /4/$$

* A gyakorlatban a hiperbolikus henger elektrodokat alkalmas méretviszonyok (lásd pl. [3]) mellett körhenger-elektrodák helyettesíthetik.

határfeltételek mellett

$$x = x_0 \cos \beta z + \frac{x'_0}{\beta} \sin \beta z$$

/5/

$$y = y_0 \operatorname{ch} \beta z + \frac{y'_0}{\beta} \operatorname{sh} \beta z$$

míg a z szerinti deriváltak:

$$x' = -x_0 \beta \sin \beta z + x'_0 \cos \beta z$$

/6/

$$y' = y_0 \beta \operatorname{sh} \beta z + y'_0 \operatorname{ch} \beta z$$

Az egyenletek lineáris volta miatt az /5/ és /6/ matrix alakban is írható. A $z = L$ helyre

$$\begin{pmatrix} x_L \\ x'_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta L & \frac{1}{\beta} \sin \beta L \\ -\beta \sin \beta L & \cos \beta L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} = T_x \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix}$$

/7/

$$\begin{pmatrix} y_L \\ y'_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta L & \frac{1}{\beta} \operatorname{sh} \beta L \\ \beta \operatorname{sh} \beta L & \operatorname{ch} \beta L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} = T_y \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \end{pmatrix}$$

/8/

ahol a T_x és T_y matrixokat átviteli matrixnak nevezzük.

Mivel a kvadrupollencsék igen erősen asztigmatikus tulajdonságaik (mint pl. /5/-ből látható, az x síkban a megoldás korlátos, tehát a lencse fókuszál, y -ban pedig nem korlátos, s így itt defókuszál), általában két vagy több egymásután elhelyezett és egymáshoz képest 90° -kal elforgatott kvadrupollencsét szokás alkalmazni. Így mindkét síkban gyűjtő tulajdonságú rendszert kapunk, de az asztigmatizmus megmarad; ugyanis egy tárgypontban a képe két egymásra merőleges egyenes lesz a kilépési síktól különböző távolságokban.

A lencsék szerkezeti okokból, s hogy az egymásra hatásuk kiküszöbölődjön, egymástól bizonyos véges távolságra szokás elhelyezni. Jelöljük ezt a távolságot d -vel. Ekkor a "kapcsoló tér" átviteli matrixa

$$T_d = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

/9/

alakú lesz, mint az könnyen belátható.

Két egymásután elhelyezett kvadrupolra az átviteli matrixokat külön-külön kell megalkotnunk az (xz) és az (yz) síkra. Legyen pl. a horizontálisnak felvett (xz)

síkban az első lencse konvergens, a második divergens ("CD-sík"), az (yz)-ben pedig fordított sorrendű ("DC-sík"). Ilyen esetben a CD síkra:

$$H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = T_y T_d T_x \quad /10/$$

míg a DC síkra

$$V = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & V_{22} \end{pmatrix} = T_x T_d T_y \quad /11/$$

ahol a T_x és T_y a /7/ és /8/ egyenletekben is használt jelölések.

Az optikai elemek az itt tárgyalt esetekre speciális sugármenet felhasználásával egyszerűen meghatározhatók, de itt ezzel a kérdéssel nem foglalkozunk. A legfontosabb összefüggéseket [2] levezetés nélkül közöljük. Kvadrupol szinglettre:

C-sík

$$f_x = \frac{1}{\beta \sin \beta L}$$

$$U_x = \frac{1}{\beta} \operatorname{ctg} \beta L$$

$$h_x = f_x - U_x$$

D-sík

$$f_y = - \frac{1}{\beta \operatorname{sh} \beta L}$$

$$U_y = \frac{1}{\beta} \operatorname{ctg} h \beta L$$

$$h_y = f_y - U_y$$

ahol f_x és f_y a fókuszpontok távolsága a fősiktól, U_x és U_y pedig a kilépési siktól, h_x és h_y a fősíkok távolsága a kilépési siktól.

Kvadrupol dublettire:

CD-sík

$$F_x = - \frac{1}{H_{21}}$$

$$U_x = - \frac{H_{11}}{H_{21}}$$

DC-sík

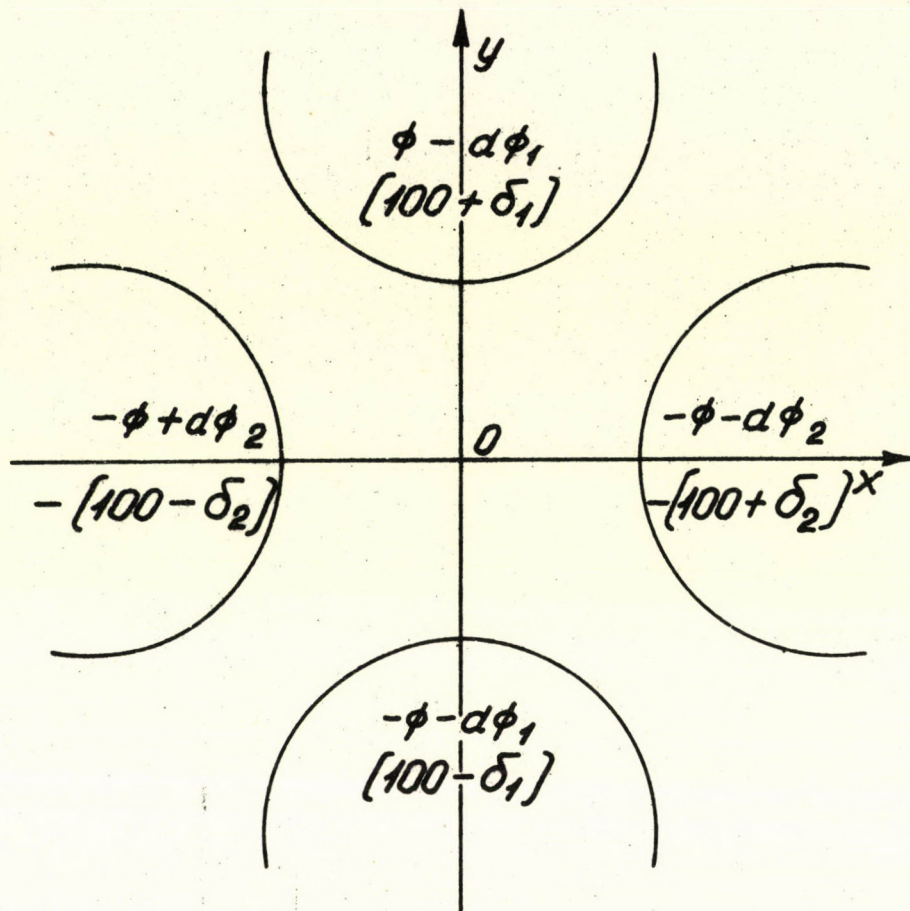
$$F_y = - \frac{1}{V_{21}}$$

$$U_y = - \frac{V_{11}}{V_{21}}$$

A szimmetrikus kvadrupolok alapegyenlete

A következőkben azzal a kérdéssel foglalkozunk, hogy hogyan változnak meg a kvadrupolok és a kvadrupollencse-rendszerek tulajdonságai, ha az elektródák feszültsége

gének szimmetriáját megbontjuk; a szimmetrikus esetben azonos nagyságu és előjelű elektródfeszültségek egyikét pl. csökkentjük a szembenlévő elektród feszültségét egy-



1. ábra. Két irányban aszimmetrizált körhenger-elektrodájú kvadrupollencse feszültség-vi-szonyai. δ_1 illetve δ_2 a százalékosan kifejezett aszimmetria-paramétert jelentik.

Fig. 1. The voltage relations of a circular-cylinder electrode quadrupole lens asymmetrized in two directions. δ_1 and δ_2 , respectively, denote the parameters of asymmetry in per-centages.

Рис. 1. Значения напряжения квадрупольной линзы с кругово-цилиндрическим электродом, асим-метризированной в двух направлениях. δ_1 и δ_2 обозначают параметр асимметрии, выраженный в процентах.

idejüleg azonos mértékben növelve. Ezt a műveletet nevezzük itt aszimmetrizálásnak, az aszimmetria mértékét az eredeti feszültség százalékában fejezzük ki és δ -val jelöl-jük. Mindkét szembenlévő elektródapár feszültségét változtathatjuk ilyen módon egyide-jüleg is. Az 1. ábrán egy mindkét irányban aszimmetrizált kvadrupol. feszültségelrende-zését adjuk meg.

Az így keletkező tértől el lehet várni, hogy elegendő kis értékű aszimmetri-zálásnál és a centrum elegendő kis környezetében a tér szerkezete nem változik lénye-

gesen, és így /1/ helyett jó közelítésben

$$\Phi = \frac{\Phi_1}{a^2} [(x - p)^2 + (y - q)^2] + C \quad /12/$$

írható, ahol Φ_1 a szimmetrikus kvadrupolnak megfelelő elektródafeszültség, p és q a tércentrum eltolódásának koordinátái a geometriai centrumhoz képest. C az aszimmetrizálástól függő, közelítőleg konstansnak vehető mennyiség, mely azt jelenti, hogy a tércentruma nem O potenciálu lesz, hanem attól kismértékben különböző. A feltevés igazolására elvégzett mérések szerint C értéke nem nagyobb, mint 2 % (lásd később 3. és 4. ábra).

A centrumeltolódást megbecsülhetjük a következő módon: /1/-ből

$$\Phi_1 + d\Phi = \frac{\Phi_1}{a^2} (a + dx)^2$$

Ebből, dx -et közelítőleg p -vel véve egyenlőnek

$$\frac{p}{a} = -1 + \sqrt{\frac{\Phi_1 + d\Phi}{\Phi_1}} \quad /13/$$

Vagy, hasonlóan az

$$\Phi_1 = \frac{\Phi_1 + d\Phi}{a^2} (a - dx)^2$$

egyenletből kiindulva

$$\frac{p}{a} = \frac{1}{2} \frac{d\Phi}{\Phi_1 + d\Phi} \quad /13a/$$

Ezen levezetések a probléma különböző megközelítését jelentik, s a kiinduló egyenletek közelítő jellegénél fogva csak durva becslést adnak a centrum eltolódásra. /12/-ből a térerősségek

$$E_x = -\frac{2\Phi_1}{a^2} (x - p) \quad E_y = \frac{2\Phi_1}{a^2} (y - q) \quad /14/$$

Behelyettesítve /14/-et /2/-be a mozgásegyenlet

$$x'' + \beta^2 x = \beta^2 p$$

$$y'' - \beta^2 y = -\beta^2 q$$

alakot ölt.

/15/

A /15/ két másodfoku lineáris differenciálegyenlet, amelyek általános megoldását a homogén egyenlet általános megoldásának és az inhomogén egyenlet egy partikuláris megoldásának összegeként állíthatjuk elő. Az

$$x = p \quad y = q \quad /16/$$

megoldás nyilvánvalóan partikuláris megoldása /15/-nek. Így az általános megoldás /4/ határfeltételekkel

$$x = (x_0 - p) \cos \beta z + \frac{x'_0}{\beta} \sin \beta z + p$$

$$y = (y_0 - q) \operatorname{ch} \beta z + \frac{y'_0}{\beta} \operatorname{sh} \beta z + q \quad /17/$$

Az egyenletek ebben az esetben is lineárisak maradnak, s így matrix formábanírhatók, hasonlóan /7/ és /8/-hoz.

A konvergens sikra

$$\begin{pmatrix} x_L \\ x'_L \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta L & \frac{1}{\beta} \sin \beta L & p(1 - \cos \beta L) \\ -\beta \sin \beta L & \cos \beta L & p \beta \sin \beta L \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad /18/$$

illetve a divergens sikra

$$\begin{pmatrix} y_L \\ y'_L \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \beta L & \frac{1}{\beta} \operatorname{sh} \beta L & q(1 - \operatorname{ch} \beta L) \\ \beta \operatorname{sh} \beta L & \operatorname{ch} \beta L & -q \beta \operatorname{sh} \beta L \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_0 \\ y'_0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad /19/$$

A szabad tér matrixa most

$$\begin{pmatrix} 1 & d & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad /20/$$

A /18/, /19/ és /20/ felhasználásával két egymásután elhelyezett kvadrupolra - hasonlóan /7/ és /8/-hoz - az átviteli matrixok a következő alakot öltik, bevezetve az $x_1 = \beta_1 L_1$; $x_2 = \beta_2 L_2$ jelöléseket.

A CD-síkra

$$H = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & H_{13} \\ H_{21} & H_{22} & H_{23} \\ H_{31} & H_{32} & H_{33} \end{pmatrix} =$$

/21/

$$= \begin{pmatrix} \operatorname{ch} x_2 & \frac{1}{\beta_2} \operatorname{sh} x_2 & q_2(1 - \operatorname{ch} x_2) \\ \beta_2 \operatorname{sh} x_2 & \operatorname{ch} x_2 & -q_2 \beta_2 \operatorname{sh} x_2 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos x_1 & \frac{1}{\beta_1} \sin x_1 & p_1(1 - \cos x_1) \\ -\beta_1 \sin x_1 & \cos x_1 & p_1 \beta_1 \sin x_1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

A DC-síkra pedig

$$V = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} \\ V_{21} & V_{22} & V_{23} \\ V_{31} & V_{32} & V_{33} \end{pmatrix} =$$

/22/

$$= \begin{pmatrix} \cos x_2 & \frac{1}{\beta_2} \sin x_2 & p_2(1 - \cos x_2) \\ -\beta_1 \sin x_2 & \cos x_2 & p_2 \beta_2 \sin x_2 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \operatorname{ch} x_1 & \frac{1}{\beta_1} \operatorname{sh} x_1 & q_1(1 - \operatorname{ch} x_1) \\ \beta_1 \operatorname{sh} x_1 & \operatorname{ch} x_1 & -q_1 \beta_1 \operatorname{sh} x_1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

A szorzásokat elvégezve a H_{ij} és V_{ij} matrix elemek konkrét kifejezését nyerjük: A CD-síkra vonatkozó H_{ij} elemek a következők:

$$H_{11} = \cos x_1 \operatorname{ch} x_2 - d \beta_1 \sin x_1 \operatorname{ch} x_2 - \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin x_1 \operatorname{sh} x_2$$

$$H_{21} = \beta_2 \cos x_1 \operatorname{sh} x_2 - d \beta_1 \beta_2 \sin x_1 \operatorname{sh} x_2 - \beta_1 \sin x_1 \operatorname{ch} x_2$$

$$H_{31} = 0$$

$$H_{12} = \frac{1}{\beta_1} \sin x_1 \operatorname{ch} x_2 + d \cos x_1 \operatorname{ch} x_2 + \frac{1}{\beta_2} \operatorname{sh} x_2 \cos x_1$$

$$H_{22} = \cos x_1 \operatorname{ch} x_2 + \frac{\beta_2}{\beta_1} \sin x_1 \operatorname{sh} x_2 + d \beta_2 \cos x_1 \operatorname{sh} x_2$$

/23/

$$H_{32} = 0$$

$$H_{13} = -p_1 \cos x_1 \operatorname{ch} x_2 + d\beta_1 p_1 \sin x_1 \operatorname{ch} x_2 + \frac{\beta_1}{\beta_2} p_1 \sin x_1 \operatorname{sh} x_2 + (p_1 - q_2) \operatorname{ch} x_2 + q_2$$

$$H_{23} = -p_1 \beta_2 \operatorname{sh} x_2 \cos x_1 + d\beta_1 p_1 \beta_2 \sin x_1 \operatorname{sh} x_2 + p_1 \beta_1 \sin x_1 \operatorname{ch} x_2 + (p_1 - q_2) \beta_2 \operatorname{sh} x_2$$

$$H_{33} = 1$$

A DC-sikra vonatkozó V_{ij} matrix elemek konkrét alakja pedig:

$$V_{11} = \operatorname{ch} x_1 \cos x_2 + d\beta_1 \operatorname{sh} x_1 \cos x_2 + \frac{\beta_1}{\beta_2} \operatorname{sh} x_1 \sin x_2$$

$$V_{21} = \beta_1 \operatorname{sh} x_1 \cos x_2 - \beta_2 \operatorname{ch} x_1 \sin x_2 - d\beta_1 \beta_2 \operatorname{sh} x_1 \sin x_2$$

$$V_{31} = 0$$

$$V_{12} = d \operatorname{ch} x_1 \cos x_2 + \frac{l}{\beta_1} \operatorname{sh} x_1 \cos x_2 + \frac{l}{\beta_2} \sin x_2 \operatorname{ch} x_1$$

$$V_{22} = \operatorname{ch} x_1 \cos x_2 - \frac{\beta_2}{\beta_1} \operatorname{sh} x_1 \sin x_2 - d\beta_2 \operatorname{ch} x_1 \sin x_2$$

/24/

$$V_{32} = 0$$

$$V_{13} = -q_1 \operatorname{ch} x_1 \cos x_2 - dq_1 \beta_1 \operatorname{sh} x_1 \cos x_2 - q_1 \frac{\beta_1}{\beta_2} \operatorname{sh} x_1 \sin x_2 + (q_1 - q_2) \cos x_2 + p_2$$

$$V_{23} = q_1 \beta_2 \operatorname{ch} x_1 \sin x_2 + dq_1 \beta_1 \beta_2 \operatorname{sh} x_1 \sin x_2 - q_1 \beta_1 \operatorname{ch} x_1 \cos x_2 - \beta_2 (q_1 - q_2) \sin x_2$$

$$V_{33} = 1$$

A felírt matrixelemekből látható, hogy azok a harmadik oszloptól eltekintve megegyeznek a szimmetrikus esetre kaphatókkal, illetve $p = q = 0$ esetén a szimmetrikus esetet kapjuk vissza (3×3) -as formára kiegészítve.

Optikai elemek a szimmetrikus kvadrupeloknál

A következő számításoknál úgy járunk el, hogy felvesszünk speciális sugarmenteket és a matrix egyenletek segítségével kiszámoljuk a megfelelő képpont-koordinátákat.

Azszimmetrizált szinglett lencsék

Vegyünk fel a z tengellyel párhuzamosan két sugarat és számítsuk ki a két sugar metszéspontjainak koordinátáit a lencse után. Az egyik haladjon a tengelyen, a másik attól b távolságban, a tengellyel párhuzamosan. Kiszámítva a kilépési adatokat,

majd felírva a kilépés utáni sugáregyenletet, mint egyenes egyenletét, a két sugár metszéspontjának koordinátái, azaz a fókuszpontok helyzete egyszerűen számolhatók. Ilyenmódon az eredmények:

Konvergens sikra a kilépési siktól mért fókusz távolság:

$$U_x = \frac{1}{\beta \operatorname{tg} \beta L} \quad /25/$$

a fókuszpont-eltolódás x irányban

$$\Delta_x = p \quad /26/$$

Hasonlóan a divergens sikra:

$$U_y = -\frac{1}{\beta \operatorname{tgh} \beta L} \quad /27/$$

az y irányu eltolódás pedig:

$$\Delta_y = q \quad /28/$$

Látható, hogy a fókusz távolság megegyezik a szimmetrikus kvadrupollencse fókusz távolságával, oldalirányban pedig az optikai tengellyel azonos mértékben tolódik el.

Kiszámíthatjuk a képpont eltérülését is arra az esetre, ha a tárgy a z -tengelyen a belépési siktól t távolságra elhelyezett pont. *C-sikra*

$$\overline{\Delta_x} = p + \frac{p}{t \beta \sin \beta L - \cos \beta L} \quad /29/$$

D-sikra

$$\overline{\Delta_y} = q + \frac{q}{t \beta \operatorname{sh} \beta L + \operatorname{ch} \beta L} \quad /30/$$

Aszimmetrizált dublettek

Hasonló módon járunk el - /21/ és /22/ felhasználásával - mint az előbbieken. Párhuzamos beesés esetén

$$U_x = -\frac{H_{11}}{H_{21}} \quad /31/$$

$$\Delta_x = \frac{H_{21} H_{13} - H_{23} H_{11}}{H_{21}} \quad /32/$$

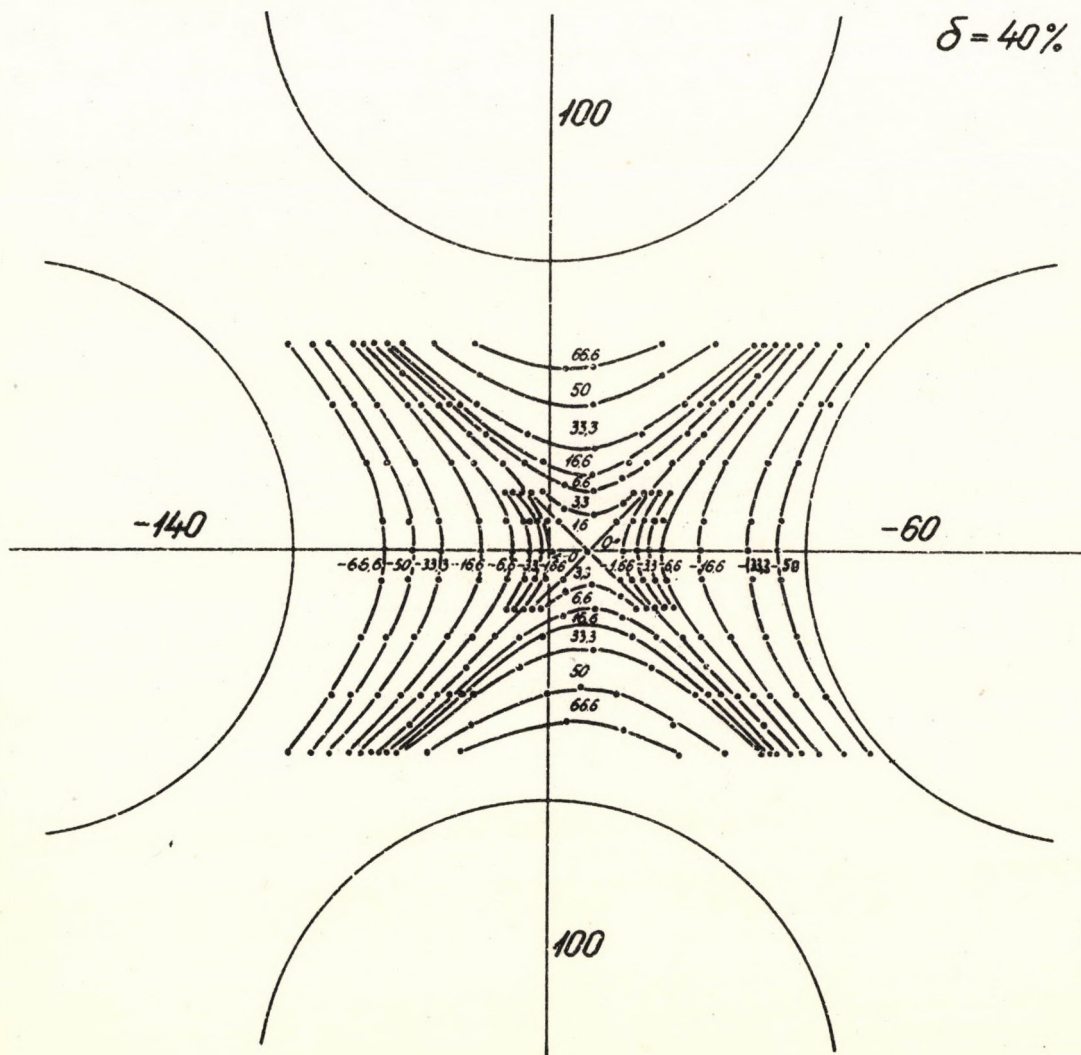
$$\overline{\Delta x} = H_{13} - H_{23} \frac{H_{11} t + H_{12}}{H_{21} t + H_{22}} \quad /35/$$

illetve

$$\overline{\Delta y} = V_{13} - V_{23} \frac{V_{11} t + V_{12}}{V_{21} t + V_{22}} \quad /36/$$

kifejezéseket kapjuk.

Itt megjegyezzük, hogy az aszimmetrizált dubletteknél a fókók görbült felületekké deformálódnak, ugyanis ha pl. a tárgyoldali fókó távolságát számoljuk ki, úgy az erre a távolságra kapott kifejezés x -től is függ.



3. ábra. Egyirányban 40 %-ra aszimmetrizált kvadrupól potenciátere. Az ábrán világosan látható a tér centrumának eltolódása.

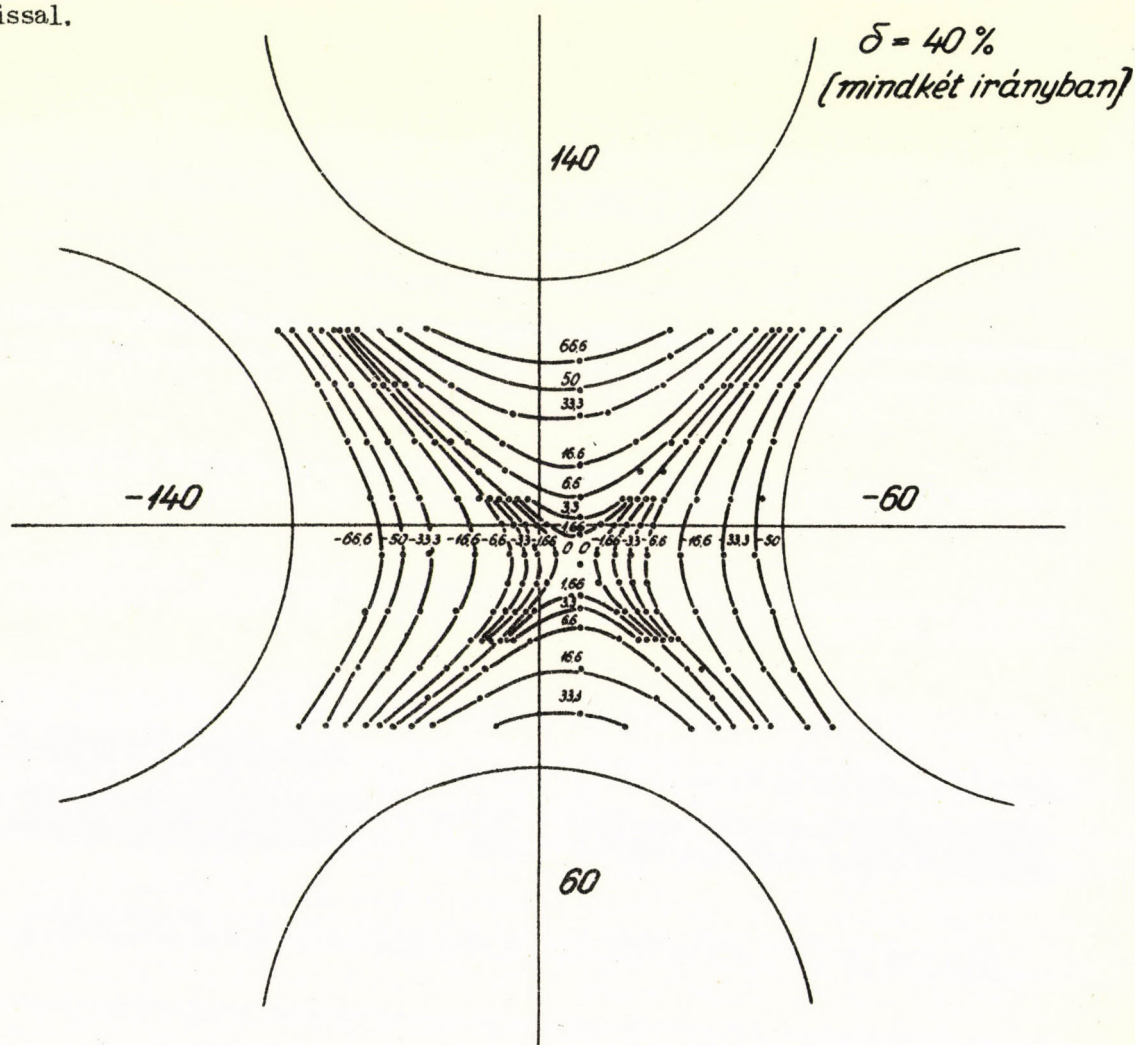
Fig. 3. The potential field of a quadrupole asymmetrized in one direction to 40 percent. The shift of the field-centre can be clearly seen in the scheme.

Рис. 3. Распределение потенциала квадрупольа, асимметризованного в одном направлении до 40 %. На рисунке отчетливо видно смещение центра поля.

Kísérleti eredmények

Az elképzelések igazolására kimértük az egy- és kétirányban aszimmetrizált kvadrupolterek potenciáeloszlását elektrolittankban. A 2. ábrán a szimmetrikus kvadrupollencse potenciáeloszlása, a 3. ábrán az egyirányban 40 %-ra aszimmetrizált eset látható. Közzöljük még a 4. ábrán a mindkét irányban 40 %-ra aszimmetrizált eset potenciáltérképét. A mért potenciáeloszlások igazolják az itteni megfontolások alapján szolgáló /12/ illetve /14/ formulák közelítő helyességét.

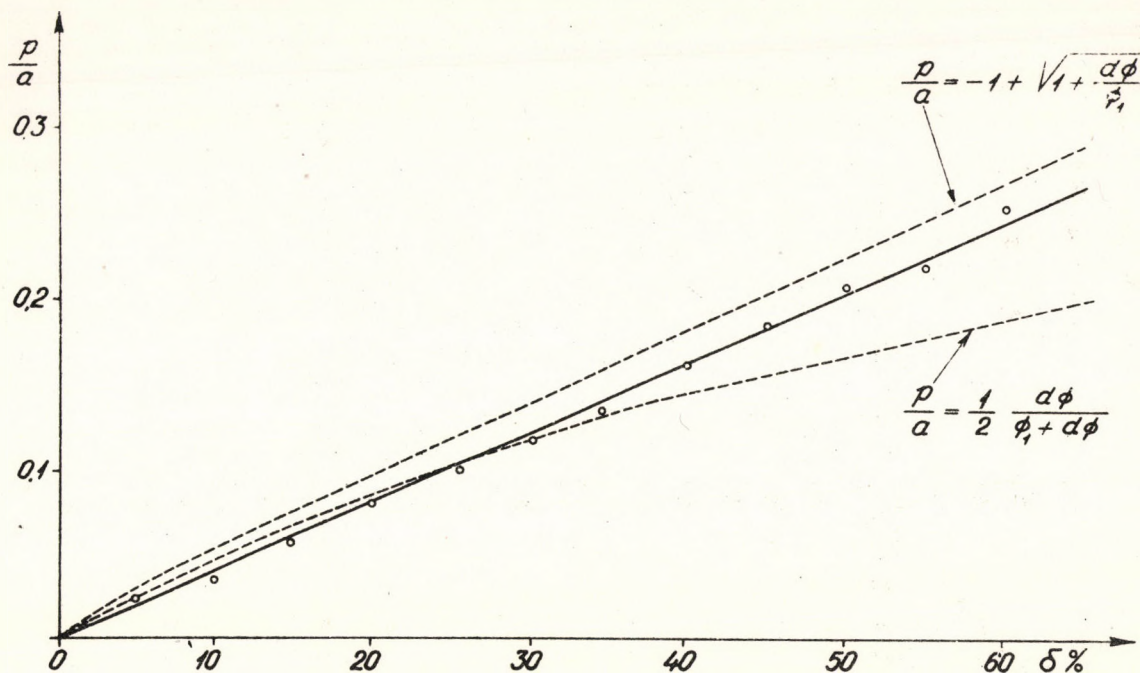
Az 5. ábrán az a egységekben mért centrumeltolódást ábrázoltuk a százalékos aszimmetrizálás függvényében. Látható, hogy a /13/ és /13a/ formulák az eltolódás mértékére jó tájékoztatást adnak. A 2. 3. és 4. ábrák összehasonlítása arra utal, hogy a potenciálkép az aszimmetrizálás következtében csak eltolódik; szerkezete változatlan marad. E kijelentés kvantitatívabbá tételére elvégeztük a radiális irányú potenciálmetszetek grafikus differenciálását, hogy a radiális térerősség-eloszlást megkapjuk. Ezen vizsgálatok megmutatják, hogy a tér sz $r/a \leq 0,5$ tartományban jól egyezik az ideállissal.



4. ábra. Kétirányban 40 %-ra aszimmetrizált kvadrupol potenciáltere.

Fig. 4. The potential field of a quadrupole asymmetrized in two directions to 40 percent.

Рис. 4. Распределение потенциала квадрупольа, асимметризованного в двух направлениях до 40 %.



5. ábra. A tér centrumának eltolódása a geometriai centrumhoz képest a δ függvényében. A szaggatottan kihuzott vonalak a /13/ illetve /13a/ formulák alapján számolt adatokat mutatják, a folytonos vonal az elektrolittankban végzett mérések alapján kapott adatokat köti össze. Látható, hogy az idézett formulák módot adnak az eltolódás becslésére.

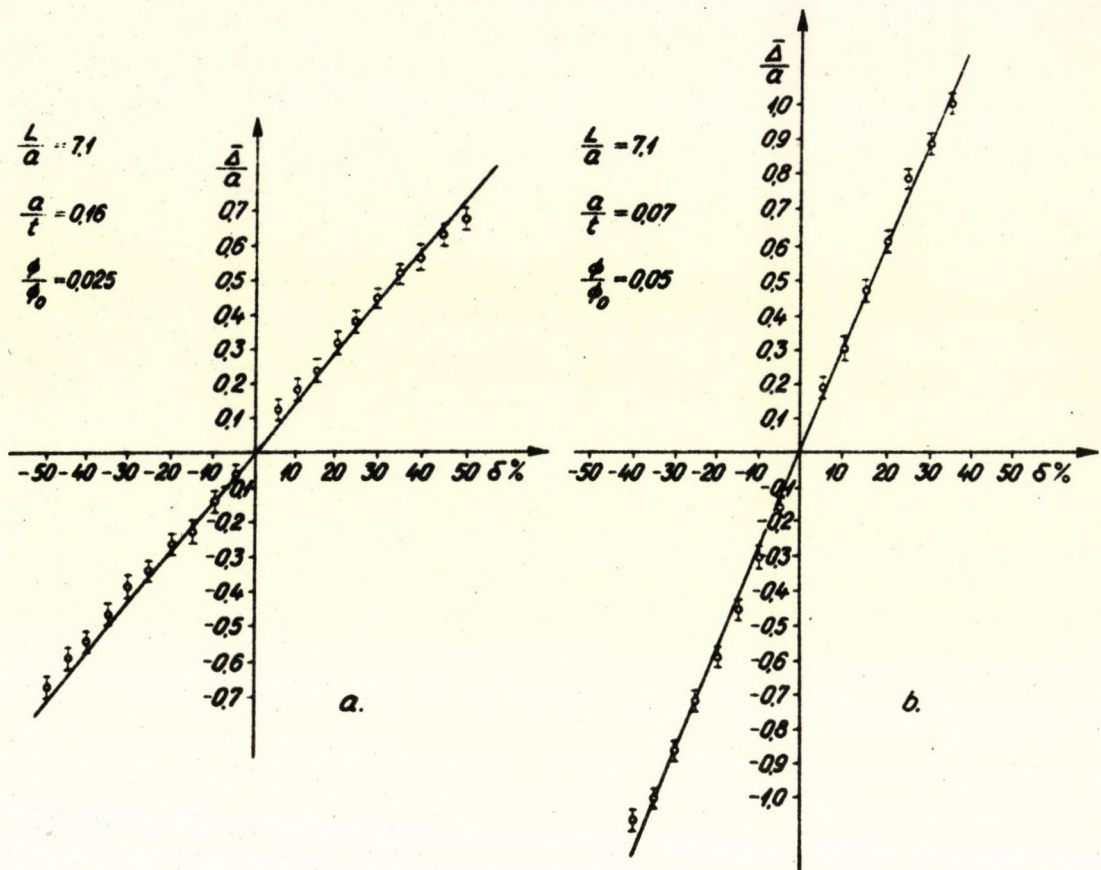
Fig. 5. The shift of the field-centre as a function of δ , if compared to the geometrical centre. The broken lines denote the data calculated on the basis of the formulae /13/ and /13a/ respectively, the full line approaches the data obtained from the measurements in an electrolytic trough. It can be seen, that the formulae in question give opportunity to estimate the displacement.

Рис.-5. Зависимость смещения центра поля по отношению к геометрическому центру от δ . Пунктирные линии показывают данные вычисления на основании формул /13/ и /13a/, а непрерывная линия изображает экспериментальные данные, полученные с помощью электролитической ванны. Видно, что указанные формулы позволяют оценивать смещение.

A leképzés sajátosságai és a levezetett leképzési törvények ellenőrzésére elektrosztatikus kvadrupollencse, illetve lencserendszer leképzési viszonyait különböző paraméterértékek mellett kísérletileg is megvizsgáltuk.

A mérésekhez szükséges protonnyalábot egy radiofrekvenciás ionforrás szolgáltatva változtatható kivonó feszültséggel. Az ionok a fókuszpontban egy ernyőre kerültek, az ezen elhelyezett megfelelő koordinátarendszer a nyalábeltérítés detektálását lehetővé tette. A mérési eredményekből levonható az a tapasztalat, hogy a nyert eltérítés az elméleti eredményekkel igen jól egyezik; az eltérés maximális esetben sem nagyobb a mérés hibájánál. A fókusz távolság ilyen módszerekkel kimutatható mértékben nem változik, a kép torzulása csak 30 - 40 %-os aszimmetrizálás fölött figyelhető meg, itt fokozatosan félkör-alakúvá válik. Az elvégzett megfigyelések szerint az aszimmetrizálással a rendszer fényereje sem csökken ilyen határok között.

Az így elvégzett ionoptikai mérések eredményei a 6.- 10. ábrákon láthatók, a képpont eltérülése a egységekben van megadva a δ függvényében. A δ -t úgy választjuk meg, hogy $\delta > 0$, ha a centrumeltolódás a pozitív x tengely irányába történik. Meg kell említenünk, hogy a δ aszimmetria-paraméterek dublettek esetén lényegében kétindexes mennyiségek. Az első index 1. ill. 2 értékkel jelöli azt, hogy a tekintett paraméter



6. ábra. Kvadrupol szinglett képpontjának eltolódása az aszimmetrizálás függvényében, az ábrán látható adatok mellett.

Fig. 6. The shift of the image-point of a quadrupole singlet as a function of asymmetry, with data to be seen in the scheme.

Рис. 6. Смещение элемента изображения квадрупольного сингулета в зависимости от асимметрии, при указанных на рисунке данных.

az első illetve a második kvadrupolhoz tartozik, a második CD illetve DC szimbólummal azt, hogy a kérdéses aszimmetrizálás a CD illetve DC síkban lép fel. A továbbiakban egyszerűség kedvéért δ -t egy indexszel használjuk, s az index csak a kvadrupol sorszámát jelenti, a vizsgálatokból ugyanis kiderült, hogy a mérési hibahatáron belül az egyik síkbeli aszimmetrizálás nem befolyásolja a másik síkbeli leképezést.

Az eredmények paramétereinek rögzítésére bevezettük a következő mennyiségeket:

ϕ_i/ϕ_0 : ($i = 1, 2$); a szimmetrikus kvadrupol feszültsége osztva az ionok energiájával.

a/t : a félapertura és a tárgytávolság hányadosa.

L/a : a lencsehossz és a félapertura hányadosa.

A kapott eltolódás értékeket mindenütt a egységekben mérjük, s a δ aszimmetria-paraméter függvényében vettük fel. A kihuzott egyenesek a megfelelő összefüggésekből számolt elméleti eredmények.

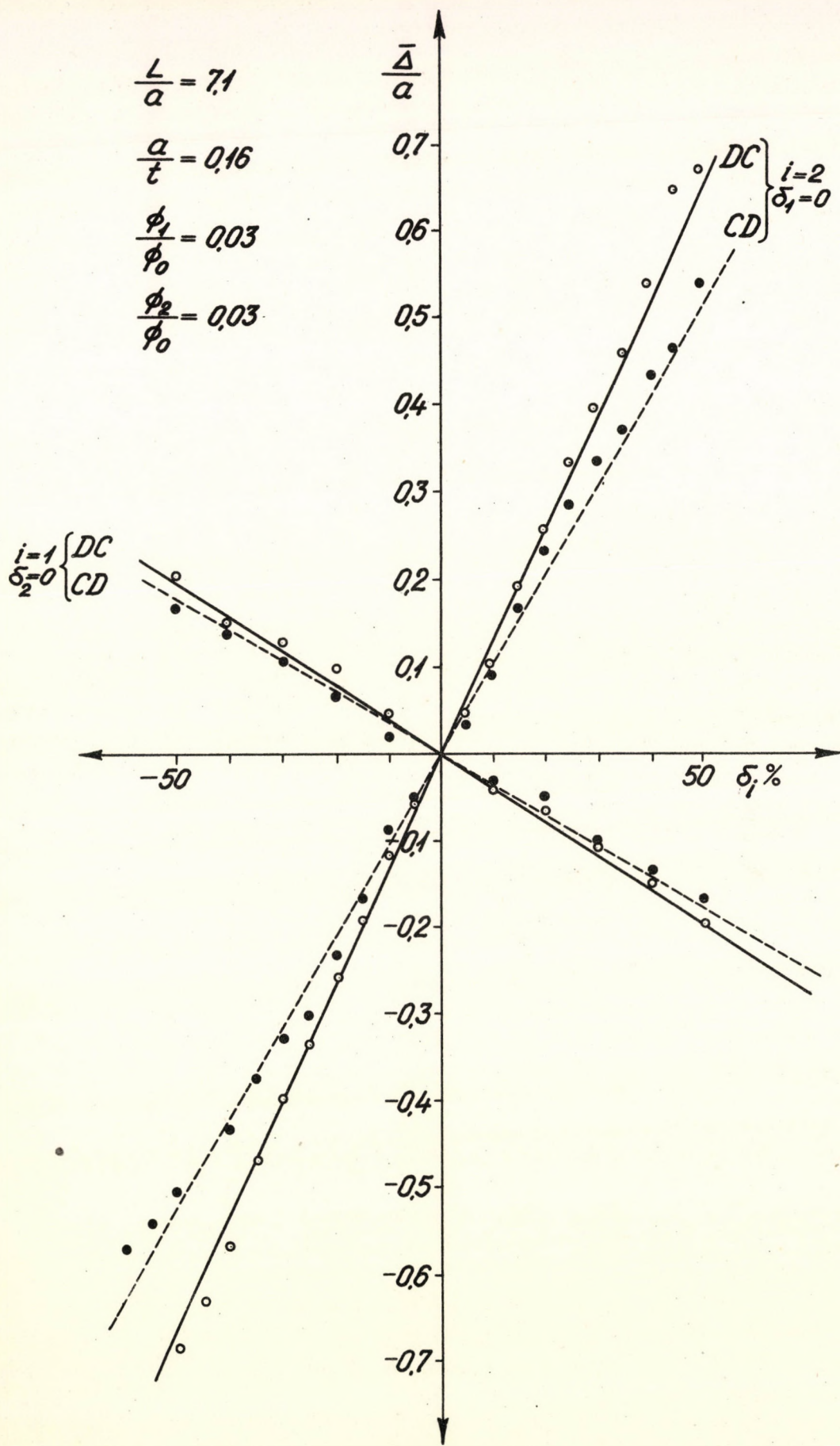
A 6. ábrán szinglett kvadrupollencse képpont eltolódása látható két különböző esetre.

$$\frac{L}{a} = 7,1$$

$$\frac{a}{t} = 0,16$$

$$\frac{\phi_1}{\phi_0} = 0,03$$

$$\frac{\phi_2}{\phi_0} = 0,03$$



7. ábra

7. ábra. Kvadrupól dublett képpontjainak eltolódása az aszimmetrizálás függvényében. Látható, hogy az $i = 2$, $\delta_1 = 0$ -val jelzett esetben azaz a második kvadrupól C illetve D síkban történő aszimmetrizálása mellett (DC és CD sík) a képpont eltolódás lényegesen nagyobb mint az $i = 1$, $\delta_2 = 0$ -val jelzett esetben (első kvadrupól aszimmetrizálása). Az ábrából az is kitűnik, hogy ugyanazon előjelű aszimmetrizálás az első illetve második kvadrupólnál ellentétes irányú nyálábeltolódást ad.

Fig. 7. The shift of the image-points of a quadrupole doublet as a function of asymmetry. It can be seen, that in cases $i = 2$, $\delta_1 = 0$, i.e. when asymmetrizing the second quadrupole in C plane and D plane respectively (DC and CD planes), the shift of the image-point is essentially greater than in cases $i = 1$, $\delta_2 = 0$ (the asymmetrization of the first quadrupole). The scheme also shows, that the asymmetrization of the same sign, in the case of the first and the second quadrupole respectively, gives a shift of contrary directions.

Рис. 7. Смещение элемента изображения квадрульного дублета в зависимости от асимметрии. Видно, что в случае $i = 2$, $\delta_1 = 0$ т.е. при асимметрии в плоскости С или D второго квадруля (плоскости DC и CD) смещение элемента изображения намного больше, чем в случае $i = 1$, $\delta_2 = 0$ (асимметрия первого квадруля). Из рисунка также видно, что при одинаковом знаке асимметрии первого и второго квадруля смещение пучка происходит в противоположных направлениях.

A 7. ábrán dublett CD illetve DC síkjainak eltérítő sajátságait mutatjuk be az első, illetve második lencse aszimmetrizálása mellett. Az ábrából levonható az a következtetés, hogy mindkét síkban a második kvadrupól aszimmetrizálása hatékonyabb; az ezen esetben kapott eltérítések lényegesen nagyobbak.

A 8. és 9. ábrákon ugyanazon feltételek mellett dublett CD és DC síkjainak eltérítő sajátságai vannak felvéve a második lencse aszimmetrizálásának függvényében. Az első lencse aszimmetria-paraméterértékei a megfelelő egyenesek mellé vannak írva.

A 10. ábra két különböző erősségű lencséből felépített dublett CD és DC síkjainak tulajdonságait mutatja a második lencse aszimmetrizálása mellett.

Az ábrákon látható elméleti értékek és mérési eredmények jó egyezése az elméleti megfontolások helyességét látszanak alátámasztani, s a vizuálisan megfigyelhető leképzési viszonyok arra engednek következtetni, hogy az aszimmetrizált kvadrupól-rendszerek az iontranszport berendezésekben előnyösen felhasználhatók lehetnek.

8. ábra. Kvadrupól dublett képpontjainak eltolódása a CD síkban a második kvadrupól D síkban történő aszimmetrizálása mellett. Az első kvadrupól C síkban aszimmetrizálása az egyenesek mellett paraméterként szerepel.

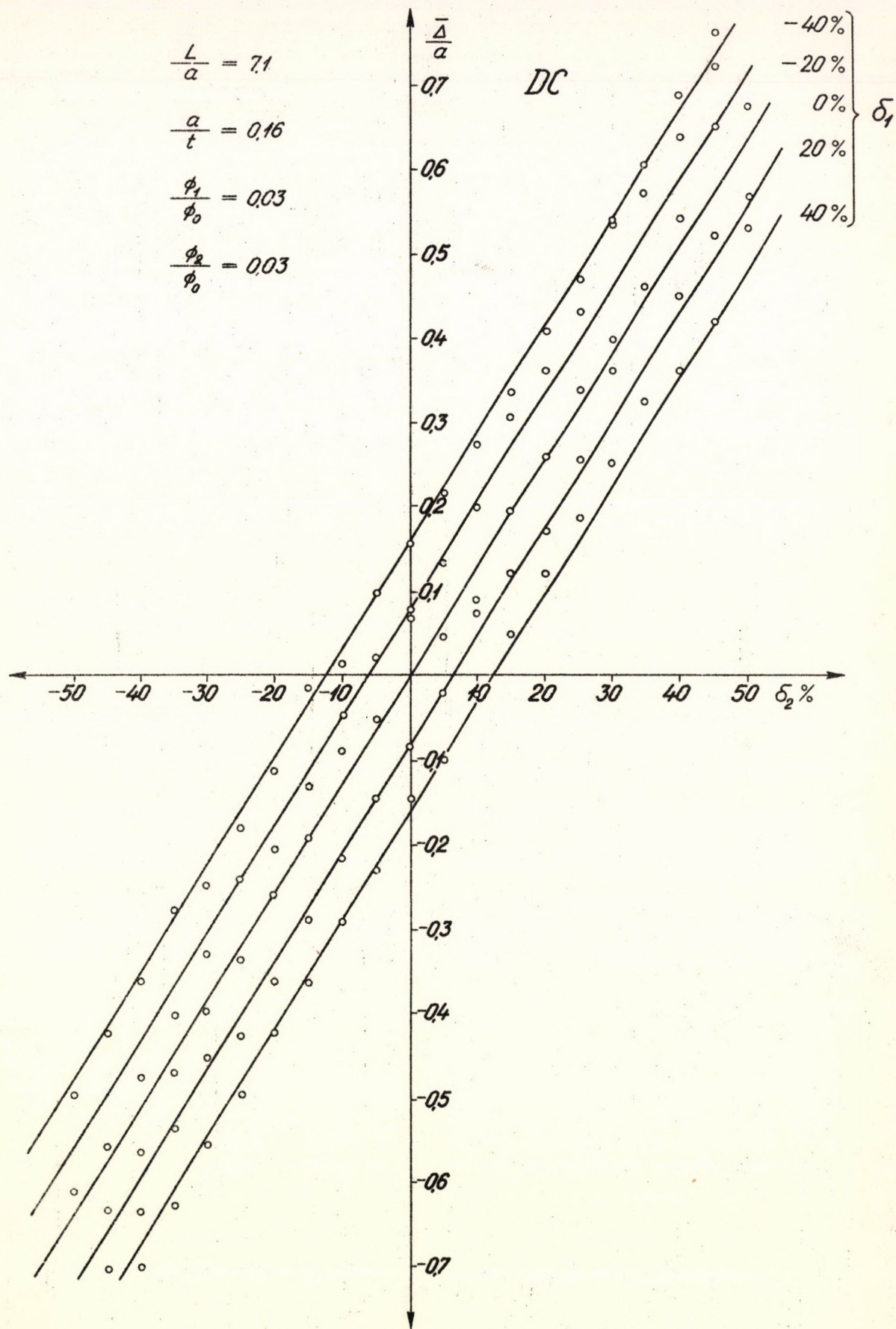
Fig. 8. The displacement of the image-point of the quadrupole doublet in plane CD asymmetrizing the second quadrupole in plane D. The asymmetry of the first quadrupole in plane C is shown as a parameter beside the straight lines.

Рис. 8. Смещение в плоскости CD элемента изображения квадрульного дублета при асимметрии второго квадруля в плоскости D. Асимметрия в плоскости C первого квадруля является параметром прямых.

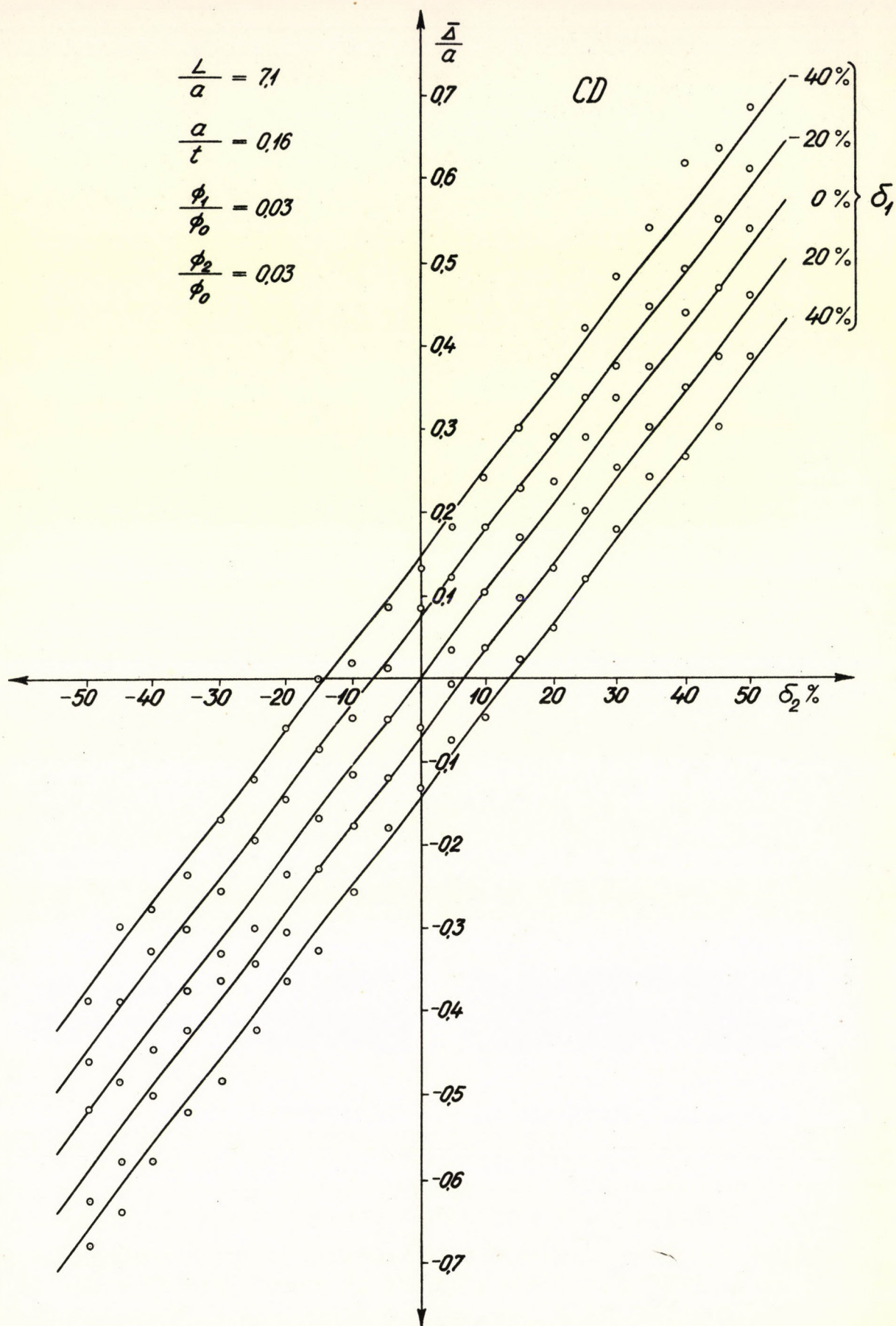
9. ábra. Kvadrupól dublett képpont eltolódása a DC síkban a második kvadrupól C síkban történő aszimmetrizálása mellett. Az első kvadrupól D síkban aszimmetrizálása az egyenesek mellett paraméterként szerepel.

Fig. 9. The displacement of the image-point of the quadrupole doublet in plane DC asymmetrizing the second quadrupole in plane C. The asymmetry of the first quadrupole in plane D is shown as a parameter beside the straight lines.

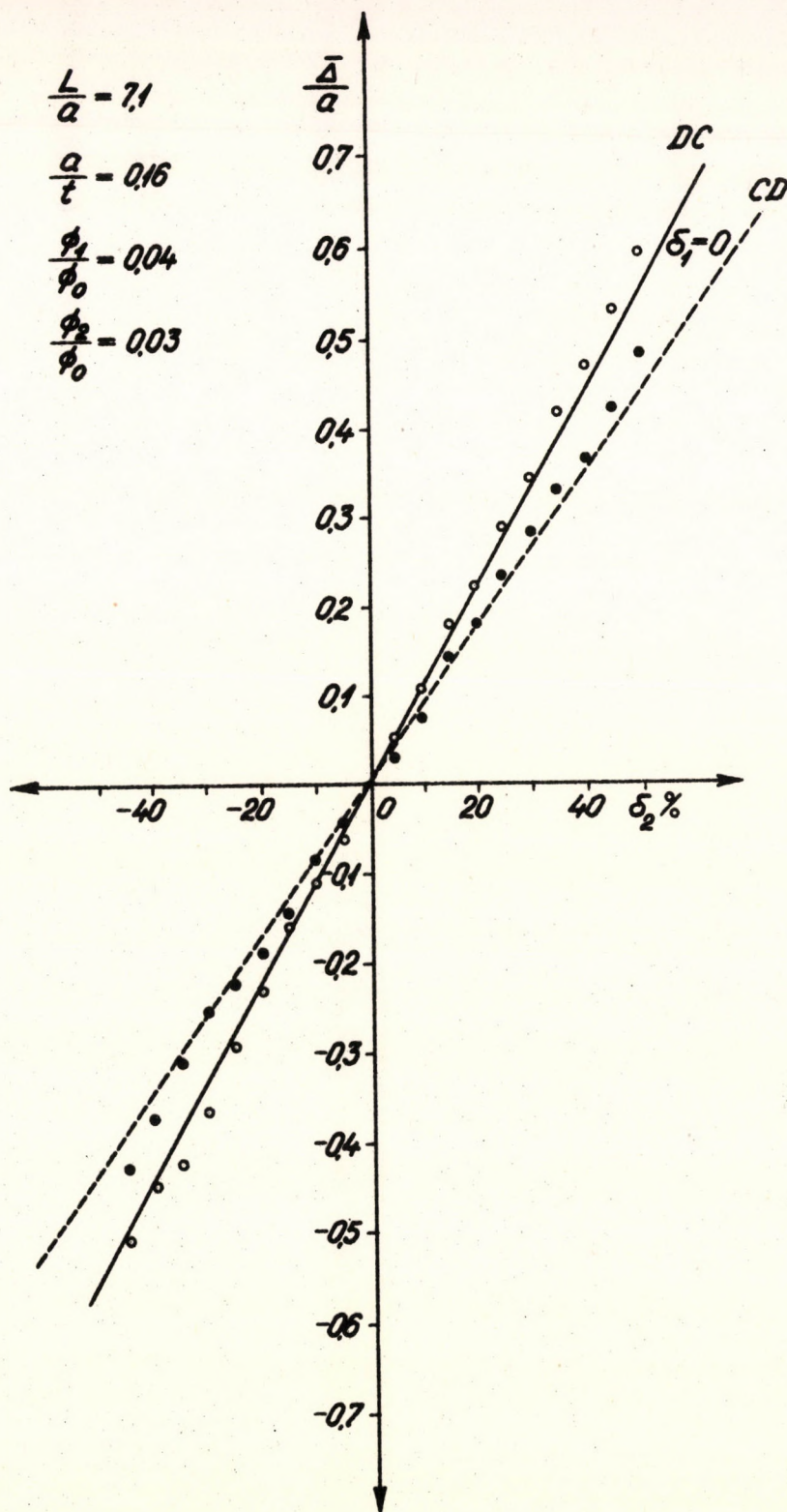
Рис. 9. Смещение в плоскости DC элемента изображения квадрульного дублета при асимметрии второго квадруля в плоскости C. Асимметрия в плоскости первого квадруля является параметром прямых.



8. ábra



9. ábra



10. ábra. Két különböző erősségű kvadrupolból álló dublett DC és CD síkban fellépő képpont eltolódásai a második kvadrupol aszimmetrizálása esetén.

Fig. 10. Image-point shifts of a doublet consisting of two quadrupoles of different strength in planes DC and CD in case of the asymmetrization of the second quadrupole.

Рис. 10. Смещение в плоскостях DC и CD элемента изображения квадрупольного дублета, состоящего из двух квадруполов разной силы при асимметризаци второго квадруполь.

Aszimmetrizált kvadrupolok iontranszport rendszerekben

Az említettekől következik, hogy az aszimmetrizált kvadrupoloknak olyan tulajdonságokkal kell rendelkezniük, hogy a belépő adatok lehetséges változása esetén mindig el lehessen érni az aszimmetrizálási paraméterek megfelelő változtatásával a kilépő adatok változatlanóságát.

A /21/ és /22/ kifejezésekből egyszerűen felírhatók az aszimmetrizált dublettek eredő hatásaként kiadódó kilépési helyzet- és irányadatok a belépési adatok, valamint a lencsék erősségét és aszimmetrizáltságát tartalmazó paraméterek függvényében. A *CD-sikra*:

$$\Delta_x^0 = \Delta_x^0(p_1, q_2, \beta_1, \beta_2, x_0, x'_0)$$

$$\alpha_x = \alpha_x(p_1, q_2, \beta_1, \beta_2, x_0, x'_0)$$

illetve a *DC-sikra*:

/37/

$$\Delta_y^0 = \Delta_y^0(p_2, q_1, \beta_1, \beta_2, y_0, y'_0)$$

$$\alpha_y = \alpha_y(p_2, q_1, \beta_1, \beta_2, y_0, y'_0)$$

11. ábra. A kvadrupól dublett DC síkjának megfelelő $\Delta_y^0 = \Delta_y^0(\delta_1, \delta_2)$ és $\alpha_y = \alpha_y(\delta_1, \delta_2)$ függvények ábrázolása háromdimenziós koordináta-rendszerben $y_0 = y'_0 = 0$ kezdő feltételek esetén. A koordináta síkkal alkotott $\Delta_y^0 = 0$ -val jelölt metszésvonal megadja azon (δ_1, δ_2) értékpárokat, amelyek mellett a geometriai tengelyben lép ki a nyaláb, az $\alpha_y = 0$ -val jelzett metszésvonal pedig a tengellyel párhuzamosan kilépő nyalábnak megfelelő (δ_1, δ_2) értéktartományt adja. A kettő metszéspontja a $(\delta_1, \delta_2)^*$ értékpárt jelöli ki, amelynél a nyaláb eltolódás nélkül, a tengellyel párhuzamosan lép ki. Jelen esetben a kezdeti feltételek $y_0 = y'_0 = 0$ megválasztása miatt $(\delta_1, \delta_2)^*$ -ra szimmetrikus kvadrupól esetét kapjuk vissza.

Fig. 11. The functions $\Delta_y^0 = \Delta_y^0(\delta_1, \delta_2)$ and $\alpha_y = \alpha_y(\delta_1, \delta_2)$ corresponding to plane DC of the quadrupole doublet given in a three-dimension coordinate system in case of initial conditions $y_0 = y'_0 = 0$. The line of intersection with the coordinate plane denoted by $\Delta_y^0 = 0$, gives those pairs of values (δ_1, δ_2) in case of which the beam exits along the geometric axis, the line of intersection, in turn, denoted by $\alpha_y = 0$, gives the range of values (δ_1, δ_2) corresponding to the beam exit parallel with the axis. The point of intersection of the two marks out the pair of values by which the beam exits without being shifted in line with the axis. In the present case, because of the choice of $y_0 = y'_0 = 0$ as initial conditions, for $(\delta_1, \delta_2)^*$ we regain again the case of the symmetrical quadrupole.

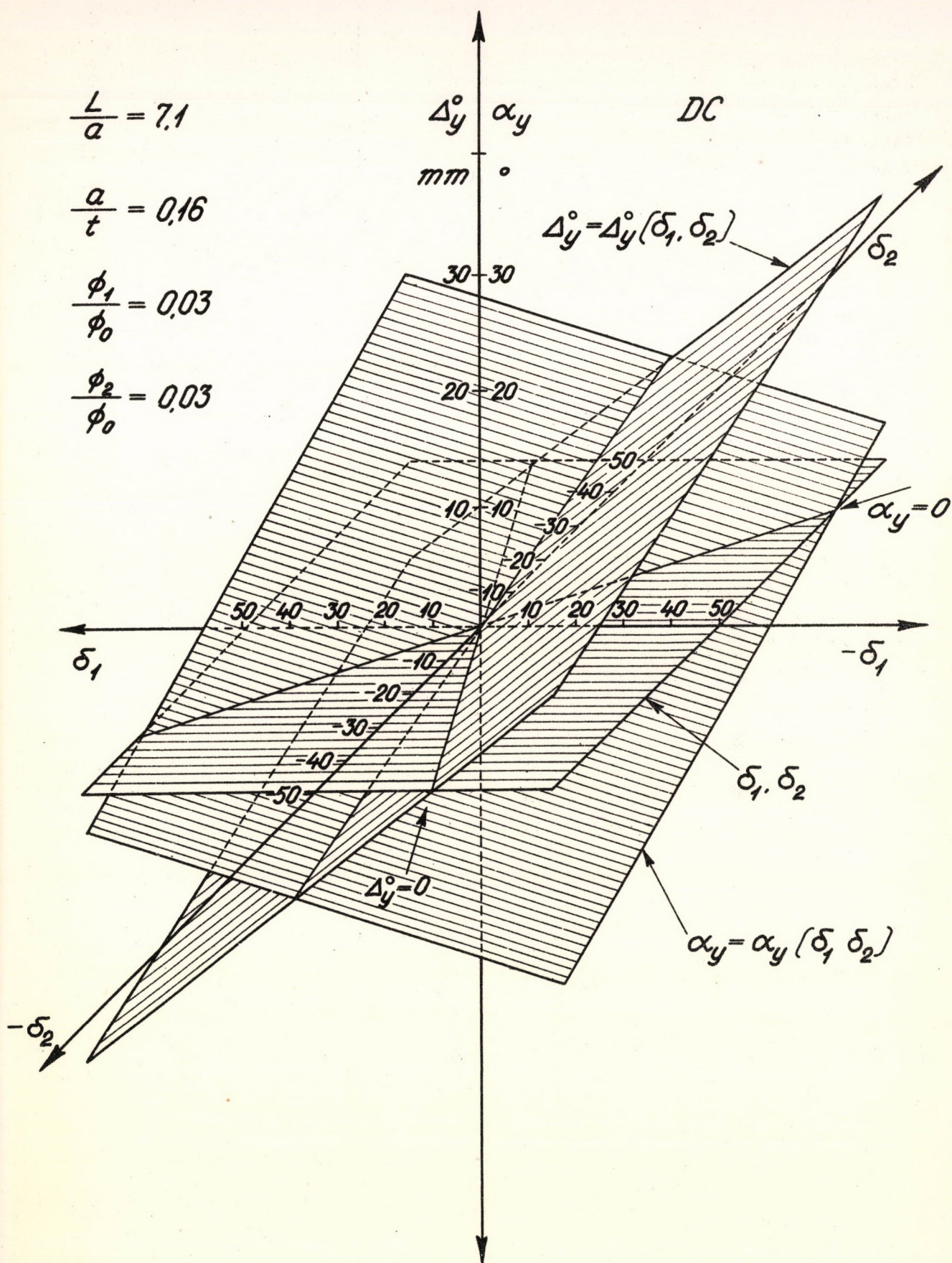
Рис. 11. Изображение функций $\Delta_y^0 = \Delta_y^0(\delta_1, \delta_2)$ и $\alpha_y = \alpha_y(\delta_1, \delta_2)$ относящихся к плоскости DC квадрупольного дублета, в трехмерной системе координат, при начальных условиях $y_0 = y'_0 = 0$. Линия пересечения с плоскостью координат, обозначенная $\Delta_y^0 = 0$, дает те пары значений (δ_1, δ_2) , при которых пучок выходит в геометрической оси, линия пересечения $\alpha_y = 0$ дает интервал значений (δ_1, δ_2) , соответствующих пучку, выходящему параллельно геометрической оси. Точка их пересечения указывает значения $(\delta_1, \delta_2)^*$ при которых пучок выходит параллельно геометрической оси без смещения. В данном случае из-за начальных условий $y_0 = y'_0 = 0$ для $(\delta_1, \delta_2)^*$ мы получим случай симметричного квадрупольного.

$$\frac{L}{a} = 7.1$$

$$\frac{a}{t} = 0.16$$

$$\frac{\phi_1}{\phi_0} = 0.03$$

$$\frac{\phi_2}{\phi_0} = 0.03$$



H. ábra

alakban, ahol Δ_x^0 illetve Δ_y^0 a kilépési síkban a geometriai centrumhoz képesti eltolódást, α_x illetve α_y pedig az x illetve y tengely pozitív irányával bezárt szöget jelenti. A β_1 és β_2 paramétereket lerögzítjük a tengelymenti belépés esetére előírt optikai feladatoknak megfelelően, ugyanis aszimmetrizálással a rendszer kardinális távolságai nem változnak. Ekkor

$$\Delta_x^0 = \Delta_x^0(p_1, q_2, x_0, x'_0)$$

$$\alpha_x = \alpha_x(p_1, q_2, x_0, x'_0)$$

illetve

/38/

$$\Delta_y^0 = \Delta_y^0(p_2, q_1, y_0, y'_0)$$

$$\alpha_y = \alpha_y(p_2, q_1, y_0, y'_0)$$

Az említett rendszerrel tetszőleges x_0, x'_0 illetve y_0, y'_0 mellett $\Delta_x^0 = \alpha_x = \Delta_y^0 = \alpha_y = 0$ kilépési adatokat kell elérni a p_1, q_2 illetve p_2, q_1 tengelyeltolódások megfelelő megválasztásával. Mivel pedig $p_1 = p_1(\delta_1, CD)$; $q_2 = q_2(\delta_2, DC)$; $p_2 = p_2(\delta_2, CD)$; $q_1 = q_1(\delta_1, DC)$, a kitűzött feladat megoldására az aszimmetria-paramétereket kell megfelelően megválasztani.

A megoldandó probléma tehát

$$\Delta_x^0(\delta_1, CD, \delta_2, DC, x_0, x'_0) = 0$$

/39a/

$$\alpha_x(\delta_1, CD, \delta_2, DC, x_0, x'_0) = 0$$

és

$$\Delta_y^0(\delta_2, CD, \delta_1, DC, y_0, y'_0) = 0$$

/39b/

$$\alpha_y(\delta_2, CD, \delta_1, DC, y_0, y'_0) = 0$$

A /39a/ és 39b/ egyenletek a változókból lineárisak, így szemléletesen következik, hogy a gyakorlat szempontjából számításba jövő tetszőleges kezdeti feltételek mellett létezik a δ_{ik} -kra megoldás.

Mivel az egyenletek lineárisan, háromdimenziós koordinátarendszerben, adott kezdeti feltételekre egy-egy síkot reprezentálnak, amelyeknek a $(\delta_{ik}, \delta_{ki})$ koordinátasíkkal alkotott metszésvonala adja az egyenlet megoldásának megfelelő $(\delta_{ik}, \delta_{ki})$ tartományt. Ha a /39/ egyenletpárokat közös koordinátarendszerben ábrázoljuk, ahol a harmadik tengely Δ_x^0 és α_x -nek illetve Δ_y^0 és α_y -nak felel meg, a síkok koordinátasíkkal való metszésvonalainak metszéspontja éppen a probléma megoldását jelentő $(\delta_{ik}, \delta_{ki})^*$ értékpárt adja.

A viszonyok szemléltetésére a 11. ábrán a kísérletileg is vizsgált $L/a = 7,1$, $a/t = 0,16$, $\Phi_i/\Phi_0 = 0,03$ adatoknak megfelelő dublett DC síkbani leírását megadó /39b/

egyenleteket ábrázoltuk a speciális $y_0 = y'_0 = 0$ kezdeti feltételek mellett, a fentebb említett módon. Az ábrából látható, hogy a $\Delta^0 = 0$ illetve $\alpha = 0$ eseteknek két különböző (δ_1, δ_2) értékpárrendszer felel meg, melyek metszéspontja a kezdő feltételek $y_0 = y'_0 = 0$ megválasztása miatt éppen a szimmetrikus esetet adja vissza.

Az elmondottakból nyilvánvaló, hogy a kvadrupollencsék aszimmetrizálásával előálló ionoptikai berendezések a bevezetésben említett célokra alkalmasak, s analízáló mágnessel kombinálva egy "rugalmas" ionoptikai rendszert alkotnak, mely kiegyenlítheti a gyorsítóknál tapasztalható nyalábhelyzet- és irány-instabilitásokat. A kvadrupolok asztigmatikus leképzősajátságainak a szektormágnes asztigmatizmusával való kombinálása egyúttal anasztigmatikus leképzést biztosíthat a szektortér képsíkjában, biztosítva ugyanakkor, hogy az összetett rendszer fényereje megfelelően nagy legyen [4].

Irodalom

- [1] T. Huus, K.A. Hagemann, magánközlés.
- [2] A. Septier, Advances in Electronics and Electron Physics, 14, 85 /1961/.
- [3] Koltay E., Fejér I., ATOMKI Közl., 4, 177 /1962/.
- [4] Koltay E., Fizikai Szemle, 9, 182 /1959/.

20 MeV-RE GERJESZTETT Al^{27} MAG ÁTLAGOS ÉLETTARTAMÁNAK BECSLÉSE
ERICSON FLUKTUÁCIÓK KIÉRTÉKELÉSE ALAPJÁN

Gyarmati B. - Koltay E.

KIVONAT - ABSTRACT - АННОТАЦИЯ

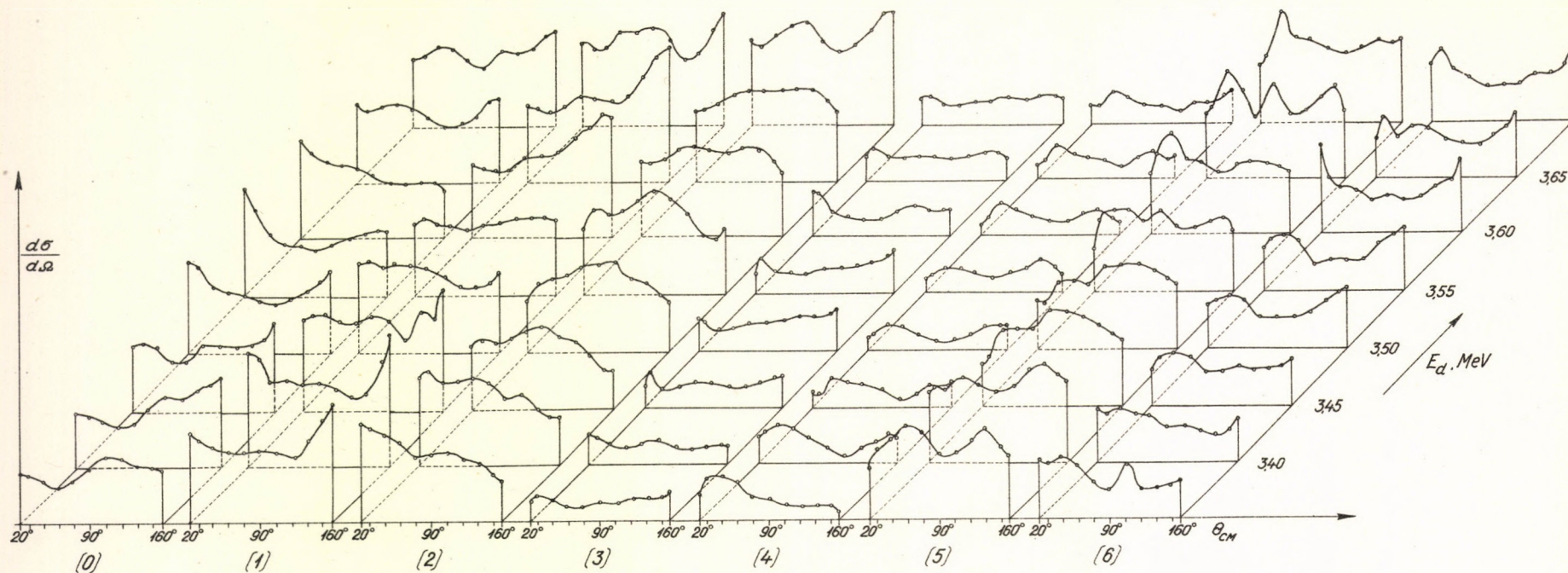
Az $\text{Mg}^{25}(\text{d}, \alpha)\text{Na}^{23}$ magreakcióban fellépett Ericson fluktuációk kiértékeléséből a 20,5 MeV-re gerjesztett Al^{27} mag átlagos élettartamát $1,2 \cdot 10^{-20}$ sec-ra becsültük. A párolgási modell alapján becsült elméleti érték $2,0 \cdot 10^{-20}$ sec.

THE ESTIMATION OF THE AVERAGE LIFETIME OF THE Al^{27} NUCLEUS EXCITED TO 20 MeV, ON THE BASIS OF THE EVALUATION OF ERICSON FLUCTUATIONS. On the basis of the evaluation of the Ericson fluctuations appearing in the $\text{Mg}^{25}(\text{d}, \alpha)\text{Na}^{23}$ nuclear reaction the average lifetime of nucleus Al^{27} excited to 20,5 MeV was estimated to $1,2 \cdot 10^{-20}$ sec. The theoretical value estimated on the basis of the evaporation model is $2,0 \cdot 10^{-20}$ sec.

ОЦЕНКА СРЕДНЕГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННОГО ДО 20 Мэв ЯДРА Al^{27} НА ОСНОВАНИИ АНАЛИЗА ФЛЮКТУАЦИЙ ЭРИКСОНА. На основании анализа флуктуаций Эриксона, возникающих при реакции $\text{Mg}^{25}(\text{d}, \alpha)\text{Na}^{23}$ мы оценивали среднее время жизни возбужденного до 20,5 Мэв ядра Al^{27} как $1,2 \cdot 10^{-20}$ сек. Полученное на основании модели испарения теоретическое значение $2,0 \cdot 10^{-20}$ сек.

A $\text{Mg}^{25}(\text{d}, \alpha)\text{Na}^{23}$ magfolyamaton O. Hansen és munkatársai [1] által végzett mérések adatainak az Ericson fluktuációk szemszögéből történt kiértékelésével becslést nyertünk a 20,5 MeV-re gerjesztett Al^{27} mag átlagos élettartamára. Erre vonatkozó előzetes, tájékoztató jellegű eredményeinket [2]-ben közöltük.

Az analízishoz rendelkezésünkre álló kísérleti adatokat az 1. és 2. ábra tartalmazza.



1. ábra. A Na^{23} alapállapotába és első hat gerjesztett állapotába történő átmenetben emitált α -csoportok szögeloszlás görbéi a $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ szögintervallumban, $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ MeV bombázó energiánál 50 keV-es lépésekben.

Fig. 1. The angular distribution curves of alpha-groups emitted in the transition taking place to the ground state and first six excited states of Na^{23} in the interval $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$, at $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ MeV bombarding energy in 50 keV steps.

Рис. 1. Угловое распределение α -групп, испускаемых при переходах в основное и первых шести возбужденных состояний Na^{23} в интервале углов $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ при энергии бомбардирующих частиц в $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ Мэв, через 50 кэв.

2. ábra. a./ Differenciális hatáskeresztmetszet a bombázó energia függvényében az α_0 , α_1 , α_2 , α_3 , α_6 csoportokra $\theta_{CM}=145^\circ$ -nál $3,0 \leq E_d \leq 4,2$ MeV-re, 50 keV-os lépésekben, valamint a α_4 és α_5 csoportokra $\theta_{CM} = 150^\circ$ -nál $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ MeV-re, 50 keV-os lépésekben.

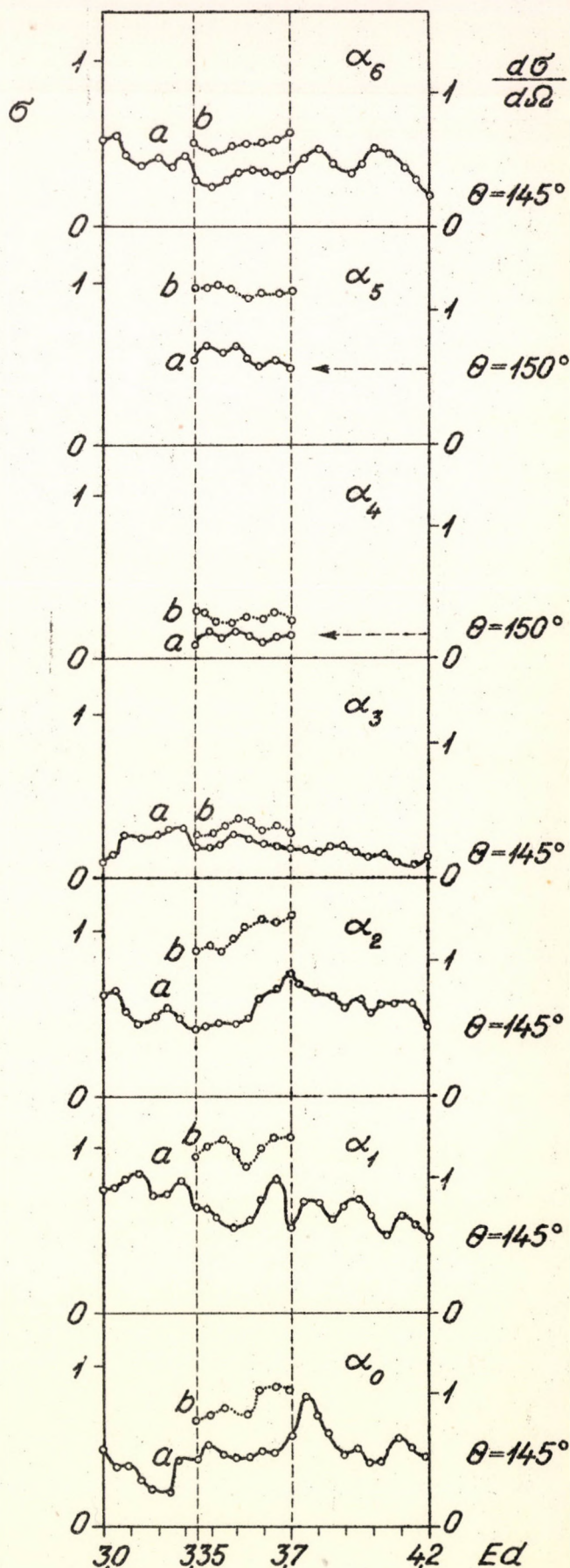
b./ A $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ szögintervallumra integrált hatáskeresztmetszetek az első hét alfa csoportra, $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ energiaintervallumban, 50 keV-os lépésenként.

Fig. 2. a./ Differential cross-section as a function of bombarding energy, for the α_0 , α_1 , α_2 , α_3 , α_6 groups at $\theta_{CM} = 146^\circ$ to $3,0 \leq E_d \leq 4,2$ MeV, in 50 keV steps, just as for α_4 and α_5 groups at $\theta_{CM} = 150^\circ$ to $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ MeV, in 50 keV steps.

b./ Cross-sections of the first two alpha-groups, integrated to $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ interval, in $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ energy interval, by 50 keV steps.

Рис. 2. а./ Зависимость дифференциального сечения от энергии бомбардирующих частиц для групп α_0 , α_1 , α_2 , α_3 , α_6 при $\theta_{CM} = 146^\circ$, $3,0 \leq E_d \leq 4,2$ Мэв, через 50 кэв, а также для групп α_4 , α_5 при $\theta_{CM} = 150^\circ$, $3,35 \leq E_d \leq 3,70$ Мэв.

б./ Проинтегрированные в интервале углов $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ сечения для первых двух α -групп при $3,35 \leq E_d \leq 3,70$, через 50 кэв.



Az adatok felvételének kísérleti körülményeivel kapcsolatban az [1]-re utalunk, azzal a kiegészítéssel, hogy a Mg^{25} target vastagsága 5 keV volt.

A [2]-ben megmutattuk, hogy az adatok kvalitatív vonásai egyezésben vannak *Ericson* kijelentéseivel [3].

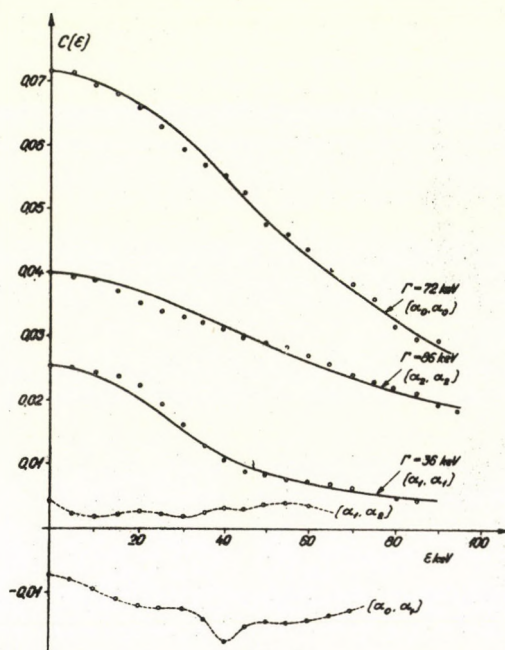
Adatainkból a

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle [\sigma(E + \varepsilon) - \langle \sigma \rangle] [\sigma(E) - \langle \sigma \rangle] \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle \langle \sigma(E + \varepsilon) \rangle}$$

és

$$C_{ij}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \frac{\langle [\sigma_i(E + \varepsilon) - \langle \sigma_i \rangle] [\sigma_j(E) - \langle \sigma_j \rangle] \rangle}{\langle \sigma_i \rangle \langle \sigma_j \rangle} + \frac{1}{2} \frac{\langle [\sigma_i(E) - \langle \sigma_i \rangle] [\sigma_j(E + \varepsilon) - \langle \sigma_j \rangle] \rangle}{\langle \sigma_i \rangle \langle \sigma_j \rangle}$$

formulák szerint kiszámítottuk az autokorrelációs és keresztkorrelációs [4] görbékét mind a differenciális, mind az integrált hatáskeresztmetszet görbékre. A 3. ábra néhány tipikus esetet mutat be. Mind a differenciális, mind az integrált hatáskeresztmetszet görbékből számított korrelációs függvények a többi csoportokra is hasonló alakúak.



3. ábra. Autokorrelációs (α_i, α_i) és keresztkorrelációs (α_i, α_j) görbék az $i = 0, 1, 2$ és $j = 0, 1, 2$ alfa-csoportokra. A folytonosan kihuzott vonalak a $C(E) \sim \Gamma^2/(\Gamma^2 + \varepsilon^2)$ görbék a feltüntetett Γ értékek mellett.

Fig. 2. Autocorrelation (α_i, α_i) and cross-correlation (α_i, α_j) curves for the alpha-groups $i = 0, 1, 2$ and $j = 0, 1, 2$. The full lines are the $C(E) \sim \Gamma^2/(\Gamma^2 + \varepsilon^2)$ curves beside the indicated Γ values.

Рис. 3. Автокорреляционные (α_i, α_i) и перекрестно-корреляционные (α_i, α_j) кривые для групп альфа частиц с $i = 0, 1, 2$ и $j = 0, 1, 2$. Непрерывные линии изображают кривые $C(E) \sim \Gamma^2/(\Gamma^2 + \varepsilon^2)$ при указанных значениях Γ .

Látható, hogy a számított pontok autokorreláció esetére jól követik a [3]-
elméletileg megadott $C(E) \sim \Gamma^2/(\Gamma^2 + \epsilon^2)$ lefutást, a keresztkorreláció nagysága
pedig jelentéktelen. A különböző csoportokra a differenciális és integrált hatáske-
resztmetszet görbék felhasználásával számított Γ értékeket az 1. táblázatban foglal-
tuk össze.

I. Táblázat

Az egyes alfa-csoportokra nyert Γ értékek és azok átlaga.

Table I. The Γ values obtained for the various alpha-groups, and their average.

Таблица I. Значения Γ для различных альфа групп и их средние значения.

Csoport		0	1	2	3	4	5	6
Γ keV	diff.	72	36	86	64	-	-	45
	int.	73	34	80	44	33	50	-
	átlagos	56 \pm 6						

Ha a Γ átlag értéket a 20,5 MeV-re gerjesztett Al^{27} mag átlagos nivószélessé-
gének tekintjük, a mag átlagos élettartamára 1,2.10⁻²⁰ sec adódik.

A párolgási modell [5] alapján független elméleti becslés adható a τ átlagos
élettartamra a

$$\tau = P^{-1} = [\sum_v P_v(E_v) dE_v]^{-1}$$

formula szerint, ahol

$$P_v = \frac{8\pi}{h^3} \frac{1}{\rho_c} g_v m_v E_v \sigma_v^*(E_v) \rho_v(E_v^*)$$

A nivósűrűség kiszámítására a

$$\rho_v = U_v^{-2} \exp [2 \sqrt{a U_v}]$$

formulát használtuk

$$U_v = E_v^* \max - E_v + n\delta - t$$

helyettesítve, ahol $n = 0,1$ illetve 2 páros-páros, páratlan ill. páratlan-páratlan magokra, $\delta = 10 \cdot A^{-1/2}$ (A a tömegszám), Az a értékeket *Erba* és munkatársai [6] közleménye alapján becsültük. Az összegzést $v = n, p$ és α részekre, mint energetikailag lehetséges kimenő részekre végeztük el. Az inverz hatáskeresztmetszet adatokat n, p ill. α -ra a [7, 8] (lekerekített potenciál mellett) ill. [9] táblázatok szolgáltatták.

Ezekből a számításokból az átlagos élettartamra a $\tau = 2,0 \cdot 10^{-20}$ sec érték adódott.

Irodalom

- [1] O. Hansen, E. Koltay, N. Lund, B.S. Madsen, Nuclear Physics, 51, 307 /1964/.
- [2] O. Hansen, E. Koltay, B. Madsen, ATOMKI Közl., Suppl. 5 /1963/ No. 3-4.
- [3] T. Ericson, Annals of Physics, 23, 390 /1963/.
- [4] M.L. Halbert, F.E. Durham, C.D. Moak, A. Zucker, Nuclear Physics, 47, 353 /1963/.
- [5] T. Ericson, Advances in Physics, 9, 426 /1960/.
- [6] E. Erba, U. Facchini, E. Saetta Menichella, Nuovo Cimento, 22, 1237 /1961/.
- [7] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley, New York, 1952.
- [8] M.M. Shapiro, Phys. Rev., 90, 171 /1953/.
- K. Kikuchi, Progr. Theor. Phys., 17, 643 /1957/.
- [9] J.R. Huizenga, G.J. Igo, ANL-6373 /1961/.

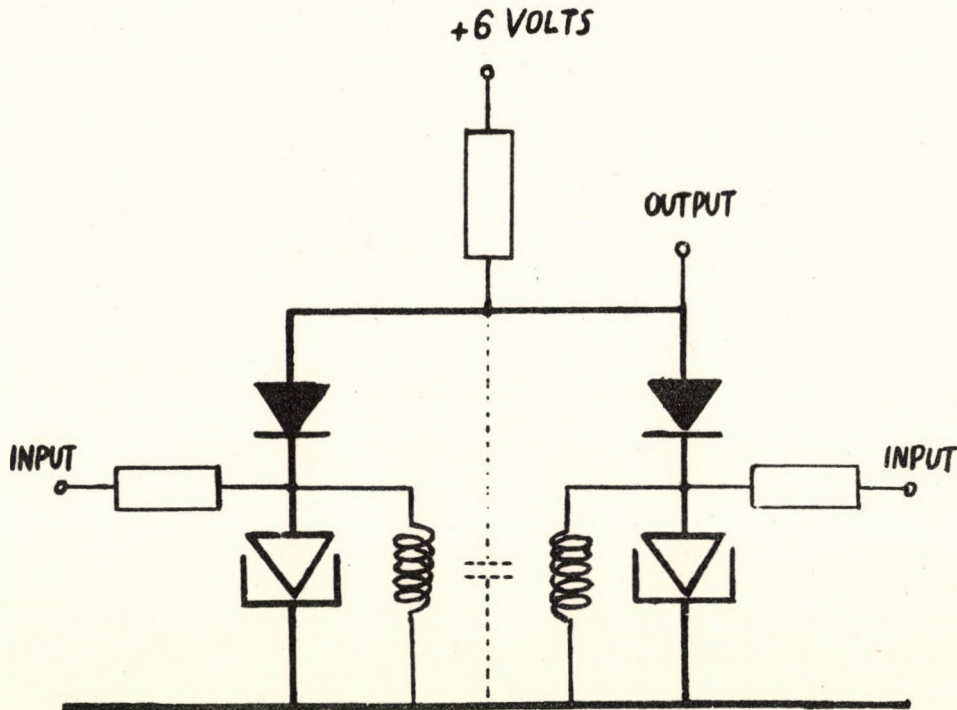
A Cs¹³³ MÁSODIK GERJESZTETT NIVÓJÁNAK SPINJE ÉS PARITÁSA*

Scharbert T.

A Cs¹³³ gerjesztett nivói spinjeinek és paritásainak felderítésére nagyszámu vizsgálat történt mind a Ba¹³³, mind a Xe¹³³ bomlásának tanulmányozása révén [1]. A szögkorrelációkra, konverziós koefficiensekre és elágazási arányokra vonatkozó mérések alapján meg lehet állapítani, hogy a Cs¹³³ első négy gerjesztett állapota közül háromra megbízható spin és paritás hozzárendelést lehetett elérni. Ez különösen igaz az első és harmadik gerjesztett nivó esetén ahol megbízhatóan 5/2⁺ ill. 3/2⁺ értékeket találtak.

Kétségtől a legproblematisabb nivó a 161 keV-es második gerjesztett állapot. Egyes mérések [3, 4] 3/2, míg mások [2, 5, 6] 5/2 spin mellett szólnak és a héj modellt véve alapul az 1/2 és 7/2 spin értékeket sem lehet eleve kizárni. A kérdés annál is érdekesebb, mivel a Cs¹³³ közel fekszik a kétszeresen lezárt héjú magokhoz és az ilyen magok vizsgálata elméletileg is ígéretes.

Az adott helyzetben nagyon hasznosnak látszanak a 161 keV-es nivó élettartam méréseiből származó adatok. Sajnos ezideig csak Bodensedt és munkatársai [5] kö-



1. ábra. Tunnel diódás gyors koincidencia kör kapcsolási rajza.

Fig. 1. Scheme of a tunnel diode fast coincidence circuit.

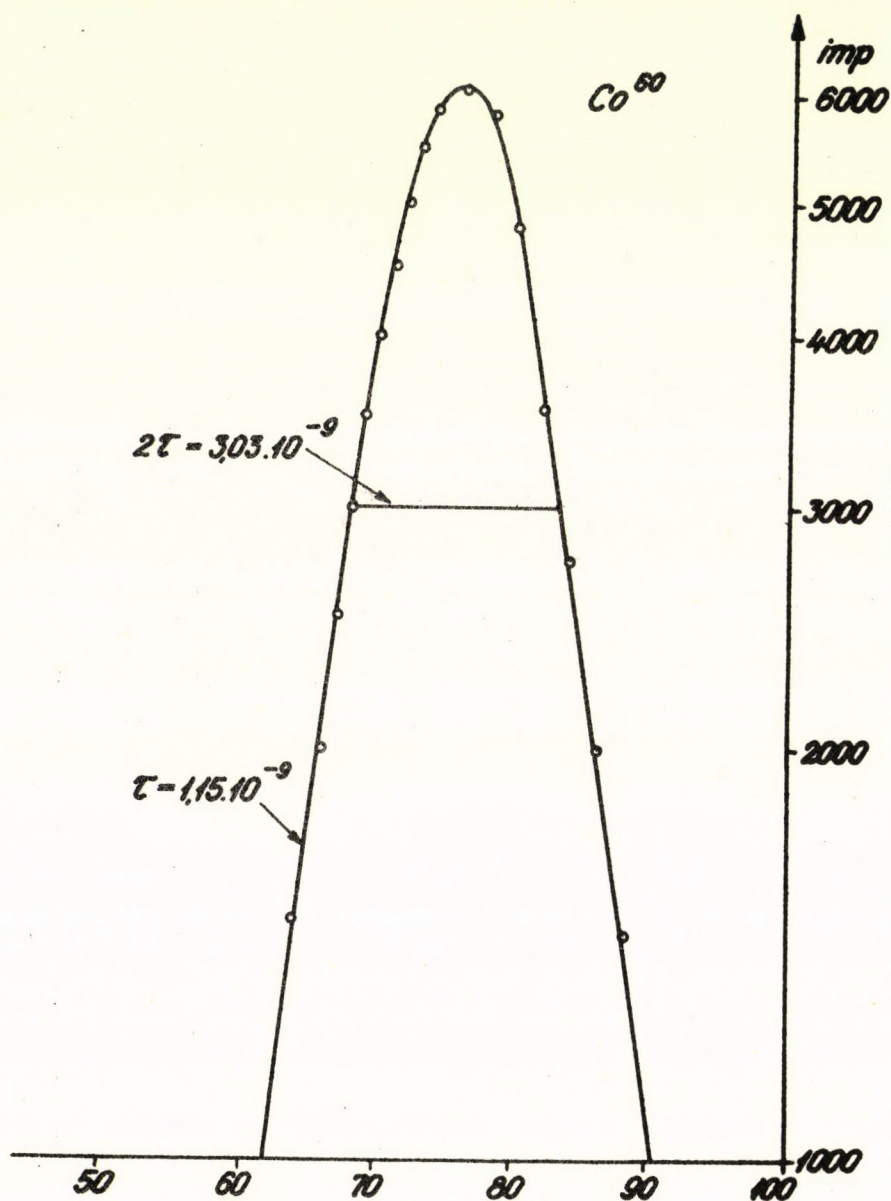
Рис. 1. Принципиальная схема быстрого совпадений на туннельных диодах.

* Előadás az 1964. okt. 12-től 16-ig Drezdában a Központi Magfizikai Intézetben tartott Alacsony energiájú magfizikai munkaértekezleten.

zelítő jellegű becslése állt rendelkezésre, mely szerint $\tau_{1/2} \leq 5 \cdot 10^{-10}$ sec. erre a nivóra vonatkozólag.

Ezért határoztuk el e nivó élettartamának pontosabb megmérését.

A mérőberendezés gyors lassu rendszerű időamplitúdó konverter volt. A két NaJ/Tl/ kristály jelei 6810-A multiplieren keresztül tunnel diódás gyorskoincidencia körbe kerültek [7] (1. ábra). Csipő vonal használatára ez esetben nem került sor, mert a tunnel diódákkal párhuzamosan kapcsolt tekercsek egyértelműen meghatározták az impulzusok szélességét. Ez utóbbi kb. 20 nanoszekundum volt. A konverter lassu részének elrendezése a szokásos volt és egy sokcsatornás amplitúdó analízátort táplált. A feloldási idő Co^{60} -ra $2\tau = 3,0 \cdot 10^{-9}$ sec. volt (2. ábra). Az időtengely linearitása 14 na-



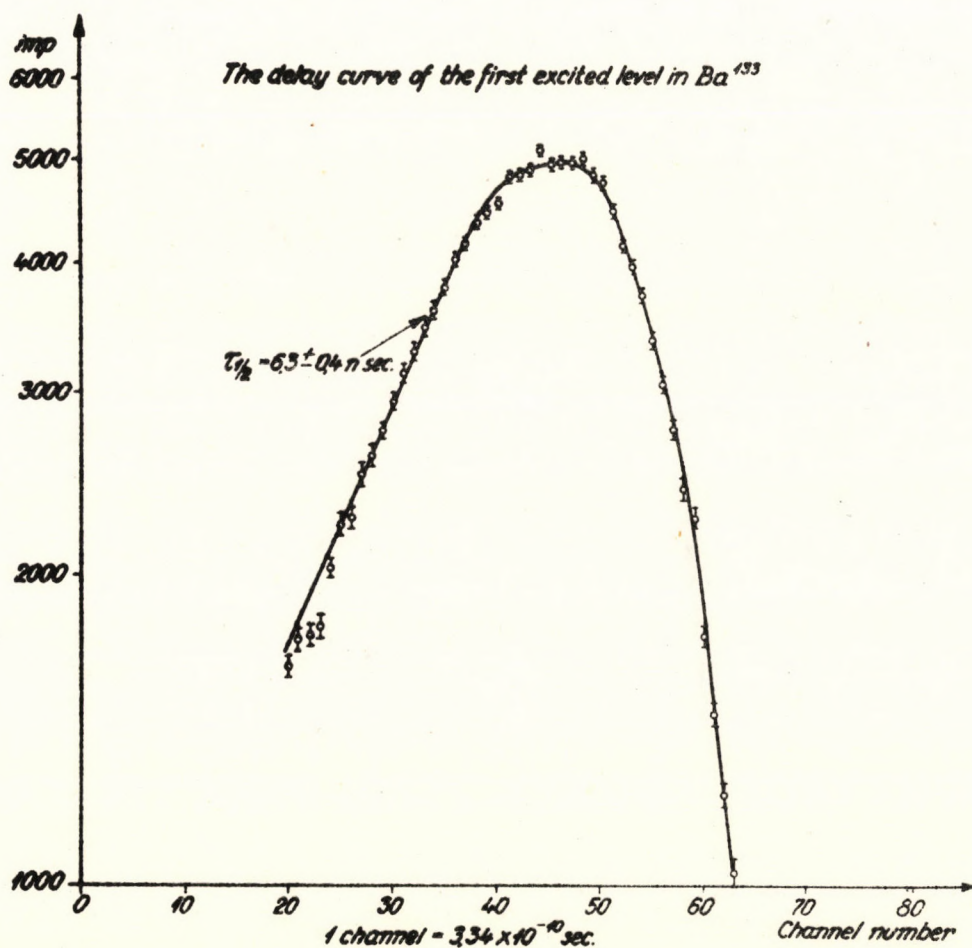
2. ábra. Co^{60} alkalmazásával nyert prompt görbe.

Fig. 2. The "prompt curve" obtained through the employment of Co^{60} .

Рис. 2. Кривая мгновенных совпадений, полученная с помощью Co^{60} .

noszekundum tartományban kielégítően jó volt. A készülék hitelesítését egyrészt Na^{22} izotóppal, másrészt a Cs^{133} első gerjesztett nivója élettartamának megméréseével végeztük. Utóbbi esetben $6,3 \pm 0,4 \cdot 10^{-9}$ sec. adódott, jó egyezésben az irodalmi értékkel (3. ábra). A második gerjesztett nivó mérésénél a lassu ágban a differenciál diszkriminátorok 161 ill. 276 keV energiákra voltak állítva. A term sémából kitűnik, hogy semmiféle más kaszkád nem zavarhatja ennek a nivónak a mérését. Mivel ez az átmenet nagyon gyenge, a véletlen koincidenциákat megfelelő vastagságu ólom ill. ón lemezekkel csökkentettük le, melyeket a kristály és a forrás közé helyeztünk. Az ólom kb. 200 keV-nél vágott le, míg az ón lecsökkentette az intenzív 81 keV-es csucst. Prompt forrásként Co^{60} izotópot alkalmaztunk, melynek az erőssége megegyezett a mérendő Ba^{133} izotópéval.

A mérések öt független 24 órás időtartamban történtek. A Co^{60} és Ba^{133} izo-



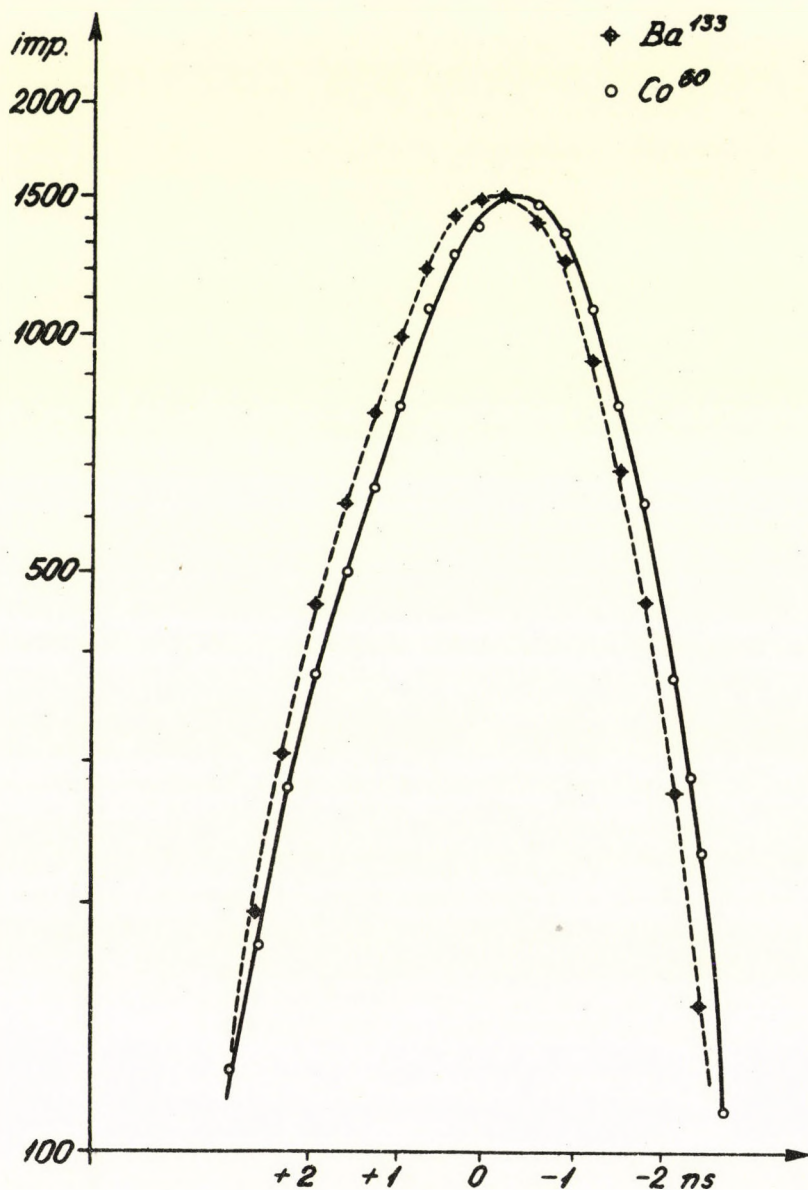
3. ábra. A Cs^{133} első gerjesztett állapotának méréséből származó késleltetett koincidenция görbe.

Fig. 3. Delayed coincidence curve derived from the measurement of the first excited state of Cs^{133} .

Рис. 3. Кривая задержанных совпадений, полученная при исследовании первого возбужденного состояния Cs^{133} .

tópokat mindegyik 24 órás periódusban 14-szer cseréltük, hogy ezáltal a készülék esetleges lassu elmászása kiküszöbölődjön. A kapott két görbe (4. ábra) kiértékelése súlypont eltolódás megmérése alapján történt, és az élettartam $\tau_{1/2} = 1,4 \pm 0,38 \cdot 10^{-10}$ sec-nek adódott.

A hibaszámításnál a figyelembe vett hibák a következők voltak:
az öt mérésből származó standard deviáció: $\pm 0,035$



4. ábra. A Cs^{133} második gerjesztett nivójának késleltetett koincidencia görbéje és a Co^{60} segítségével felvett prompt görbe.

Fig. 4. Delayed coincidence curve of the second excited level of Cs^{133} and the prompt curve taken by means of Co^{60} .

Рис. 4. Кривая задержанных совпадений, полученная при исследовании второго возбужденного уровня Cs^{133} и кривая мгновенных совпадений, измеренная с помощью Co^{60} .

az idő hitelesítésből adódó hiba: $\pm 0,014$. Ezek négyzetösszegéből vont négyzetgyök adta az eredő hibát, amely $\pm 0,038$. A mérések befejezése után kaptuk kézhez *Flauser* és munkatársa [8] cikkét, mely szerint gamma-konverziós elektron koincidencia mérésből ők is a mienkkel közel egyező eredményt kaptak ennek a nivónak az élettartamára vonatkozóan.

Végül a legvalószínűbb spin érték megállapításához tekintsük a következő táblázatot:

I. Táblázat

$I \rightarrow I'$	$1/2 \rightarrow 7/2^+$ $13/2 \rightarrow 7/2^+$	$3/2 \rightarrow 7/2^+$ $11/2 \rightarrow 7/2^+$	$5/2 \rightarrow 7/2^+$ $9/2 \rightarrow 7/2^+$	$7/2 \rightarrow 7/2^+$
$\Delta\pi$	1 0	0 1	1 0	1 0
EL v. ML	E3 M3	E2 M2	E1 M1	E1 M1
$T_{1/2}$ (W) sec	1 10^2	10^{-7} 10^{-6}	10^{-13} 10^{-12}	10^{-13} 10^{-12}

Az itt feltüntetett $T_{1/2}$ (W) értékeket a Wilkinson nomogramból vettük, amely a felezési időket *Weisskopf* szerint szigorúan a héjmodell figyelembevételével adja meg. Mivel más mérésekből (Coulomb gerjesztés) kitűnik, hogy ennél az átmenetnél paritás változás nincs, csak a $\Delta\pi = 0$ -hoz tartozó értékek jönnek tekintetbe. Így világos, hogy a $3/2^+$ és $5/2^+$ értékek közül az $5/2^+$ -nak megfelelő élettartam esik közelebb a mért élettartam értékhez. Az eltérés a számított és mért élettartam között kollektív effektusokkal és E2 keveredéssel magyarázható.

Irodalom

- [1] Nuclear Data Sheets (National Academy of Sciences National Research Council, Washington) 61-2-91/92/93.
- [2] K.C. Mann and R.P. Chaturvedi, Canadian Journal of Physics, 41, 932 /1963/.
- [3] M.G. Stewart and D.C. Lu, Phys. Rev., 117, 1044 /1960/.
- [4] A.P. Arya, Phys. Rev., 122, 549 /1961/.
- [5] E. Bodenstedt, H.J. Körner and E. Matthias, Nucl. Phys., 11, 584 /1959/.
- [6] M.K. Ramaswamy, W.L. Skeeland, P.S. Jastram, Nucl. Phys., 19, 299 /1960/.
- [7] P. Franzini, Rev. Sci. Instr., 32, 1222 /1961/.
- [8] W. Flauser und H. Schneider, Atomkernenergie, 8, /1963/ H. 12.
- [9] D.H. Wilkinson, Nuclear Spectroscopy (ed. by Ajzenberg-Selove) p. 852.

FELÜLETI ZÁRÓRÉTEGES FÉLVEZETŐ DETEKTOR β -ÉRZÉKENYSÉGÉNEK VIZSGÁLATA

Varga Dezső

KIVONAT - ABSTRACT - АННОТАЦИЯ

Egy 300 Ωcm fajlagos ellenállású szilíciumból készült felületi záróréteges detektor tulajdonságait vizsgáltuk meg elektron-detektálás szempontjából. Meghatároztuk a relatív detektálási hatásfokot 0 - 300 keV energiatartományban.

THE INVESTIGATION OF THE BETA-SENSITIVITY OF A SURFACE BARRIER SEMICONDUCTOR DETECTOR. The qualities of a surface barrier detector made of silicone and having the resistivity of 300 Ωcm , were investigated from the point of view of electron detection. The relative detection efficiency in the energy range 0 - 300 keV was determined.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЮ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА. Проводились исследования свойств поверхностно-барьерного детектора, изготовленного из кремния с удельным сопротивлением 300 Ωcm , с точки зрения регистрации электронов. Была определена относительная эффективность регистрации в интервале энергий 0 - 300 кэВ.

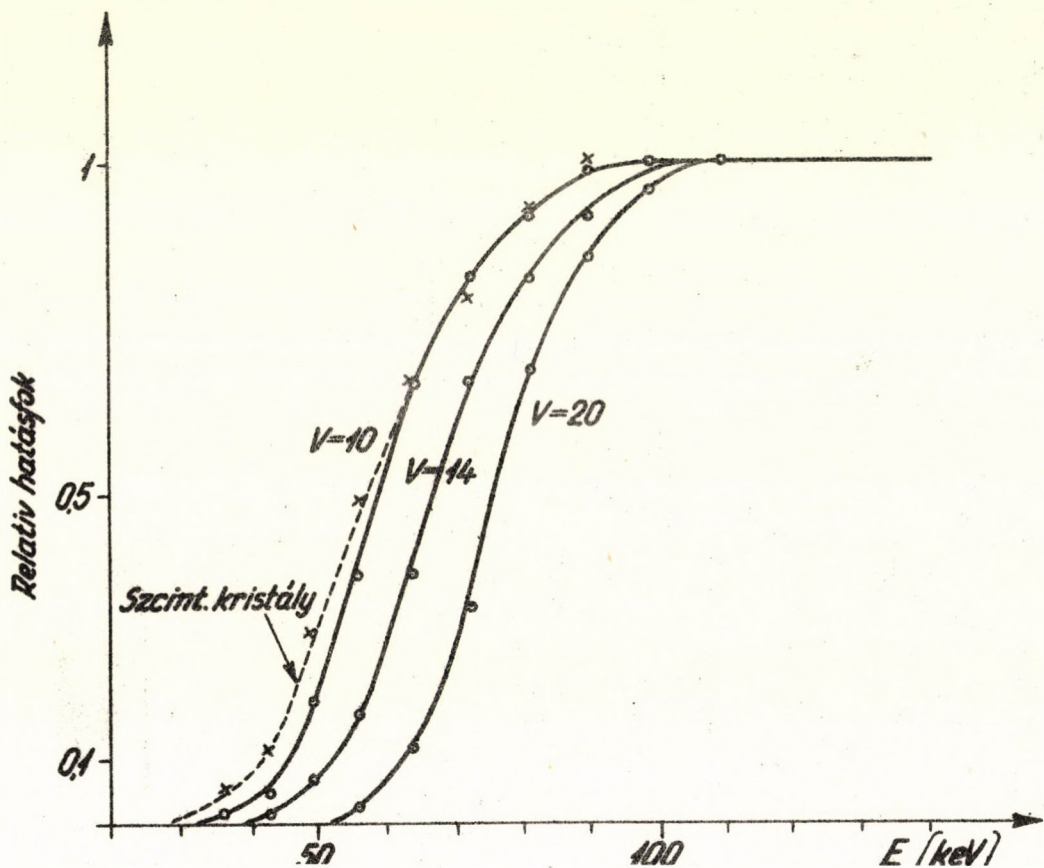
B e v e z e t é s

Intézetünkben Berényi Dénes és Fényes Tibor már korábban is végeztek méréseket mágneses β -spektrométerbe helyezett kanadai foszfor-diffúziós szilícium (silicon junction) detektorral [1]. Most kis fajlagos ellenállású alapanyagból, egyszerűbb technikával előállított, tehát könnyen beszerezhető detektor tulajdonságait vizsgáltuk meg, hasonló körülmények között. A felületi záróréteges detektor a KFKI -ban készült [2] kb. 300 Ωcm -es fajlagos ellenállású, n-típusú szilíciumból, eredetileg α -részecskék detektálására. Érzékeny felülete 14 mm², visszárama 40 V-os feszültség mellett $\sim 0,4 \mu\text{A}$. A [3]-ban megadott nomogram szerint számolva az érzékeny réteg vastagságára (40 V-os feszültségnél) 56 μ , kapacitására pedig 26 pF adódik. Különböző, ismert kapacitású kondenzátorokkal helyettesítve a detektort és megfigyelve a generátor jeleinek magasságváltozását, meghatározhatjuk a detektor kapacitását is. A kísérletileg kapott 27 pF-es érték jól egyezik a számítottal.

A mérésekhez szükséges elektronikus berendezés építésénél a [4]-ben leírt α -spektrométerből indultunk ki, elektronok detektálásának megfelelően átalakítva az egyes egységeket, különös figyelemmel arra, hogy az elektronok energiája, azaz a detektorból érkező jel csaknem két nagyságrenddel kisebb mint α -sugárzás esetén.

Relatív detektálási hatások

Először a relatív detektálási hatásfokot vizsgáltuk meg. Ezért a detektort torroid-szektor típusu mágneses spektrométerbe [5, 6] helyeztük, amely monoenergetikus elektronok forrásaként szerepelt $\Delta B\rho/B\rho \approx 3\%$ -os szórással. Különböző szintre állítva a diszkriminátort (integrálisan) a mágneses térerősség változtatásával felvettük a Co^{60} β -spektrumát. Mivel az átmenet megengedett, a Fermi-Curie diagramból könnyen kiszámítható a relatív detektálási hatások. Az 1. ábrán a relatív detektálási hatások változása látható az energia függvényében 10, 14, 20 V-os diszkriminációs feszültség mellett. Jól látható, hogy a detektor 45 keV-nél még 10 V-os feszültség esetén is levág (Hatások 0,1-re csökken).



1. ábra. Félvezető detektor relatív detektálási hatásfoka az elektronok energiájának függvényében, különböző diszkriminációs feszültség mellett.

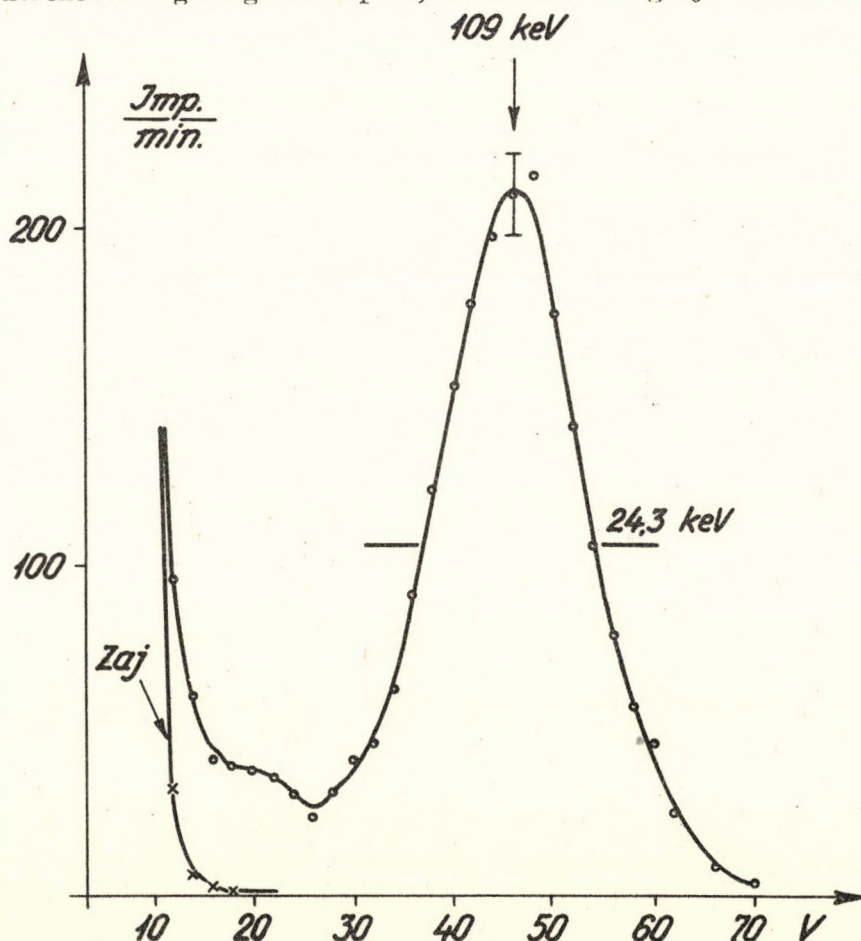
Fig. 1. Relative detection efficiency of semi-conductor detector as a function of the electron energy at different discriminator voltages.

Рис. 1. Относительная эффективность регистрации полупроводникового детектора в зависимости от энергии электронов при разных потенциалах дискриминатора.

10 V-nál alacsonyabb értékre állítani a diszkriminátort a rossz jel/zaj viszony miatt nem érdemes. Szaggatott vonallal kihuzva egy szcintillációs kristály hatásfok-görbét ábrázoltuk. A beállításnál a magasfeszültséget és a diszkriminációs szintet úgy választottuk meg [7], hogy a kristály és a félvezető detektor zaja (10 V-nál) közel azonos legyen. Látható, hogy a relatív hatásfok gyakorlatilag egyforma. A szcintillációs kristály alkalmazása azonban mégis célszerűbb, mert zaja lassabban nő az energia csökkenésével és így a jel/zaj viszony romlása ellenére lényegesen alacsonyabb energiájú elektronok detektálására is alkalmas [7]. Az adott félvezető detektort a zaj gyors növekedése miatt 40 keV alatt nem lehet használni. Az ábrázolt hatásfok-görbék segítségével könnyen meghatározhatók a követelményeknek megfelelő optimális detektálási paraméterek (erősítés, diszkriminációs feszültség stb.).

Spektrometriai vizsgálatok

További méréseinknél a félvezető detektort mint spektrométert működtettük. A mágneses spektrométer segítségével kapott, különböző energiájú elektronnyalábok differ-



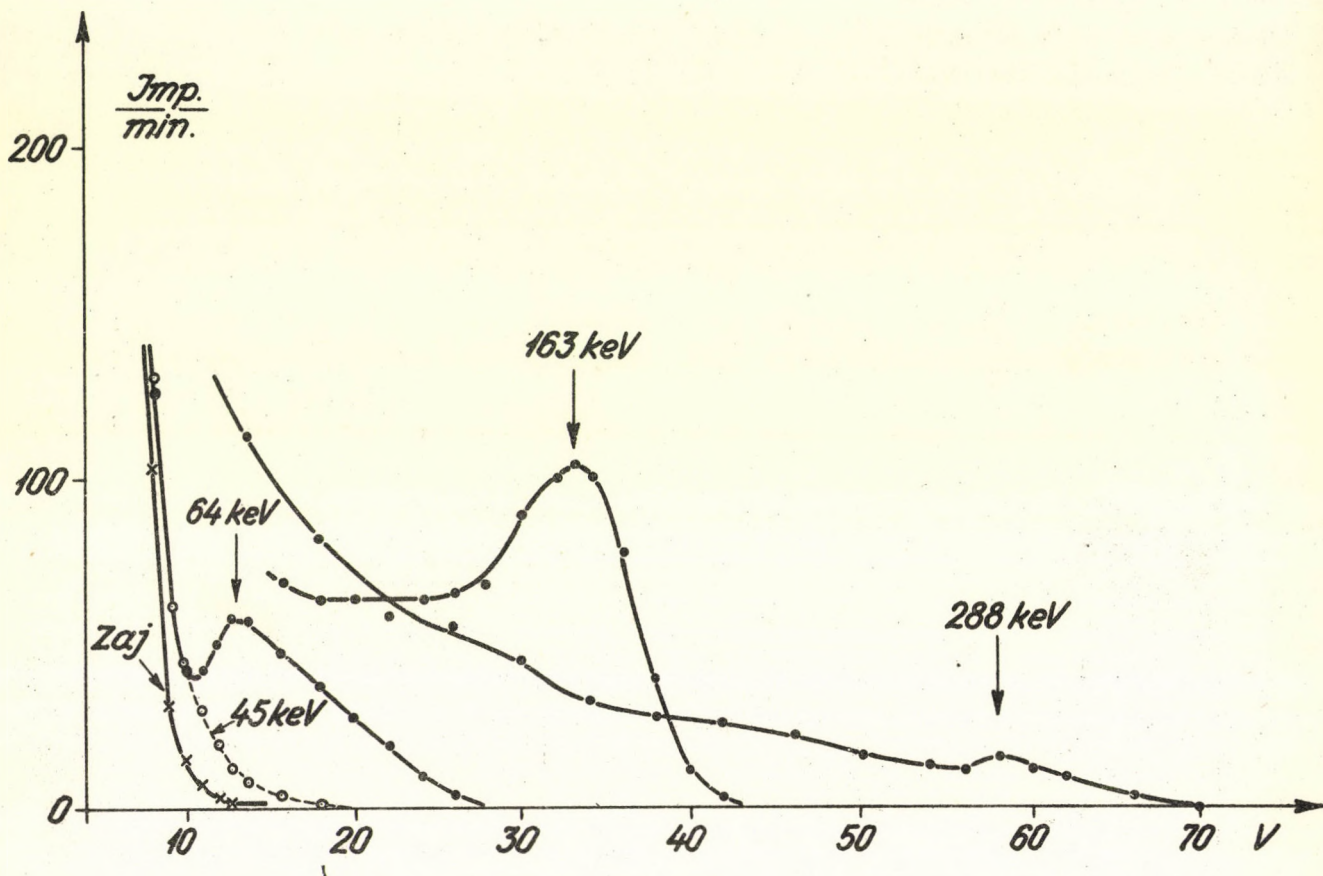
2. ábra. 109 keV-es elektronok spektruma. A zaj 50 keV alatt válik jelentőssé.

Fig. 2. The spectrum of 109 keV electrons. The noise becomes significant under 50 keV.

Рис. 2. Спектр электронов с энергией 109 кэВ. Шумы детектора становятся значительными ниже 50 кэВ.

renciális spektrumát vizsgáltuk meg 0 - 300 keV energia-intervallumban.

A második ábrán a 109 keV-es elektronok spektrumát ábrázoltuk. Mivel az érzékeny réteg vastagsága (56 μ) kb. 100 keV-es elektronok elnyeléséhez elegendő, ennél a spektrumnál tisztán látható a teljes elnyelési csucs és előtte viszonylag kicsi a folytonos spektrum.



3. ábra. 45, 64, 163, 288 keV-es elektronok spektrumai.

Fig. 3. The spectra of 45, 64, 163, 288 keV electrons.

Рис. 3. Спектр электронов с энергиями 45, 64, 163 и 288 кэВ.

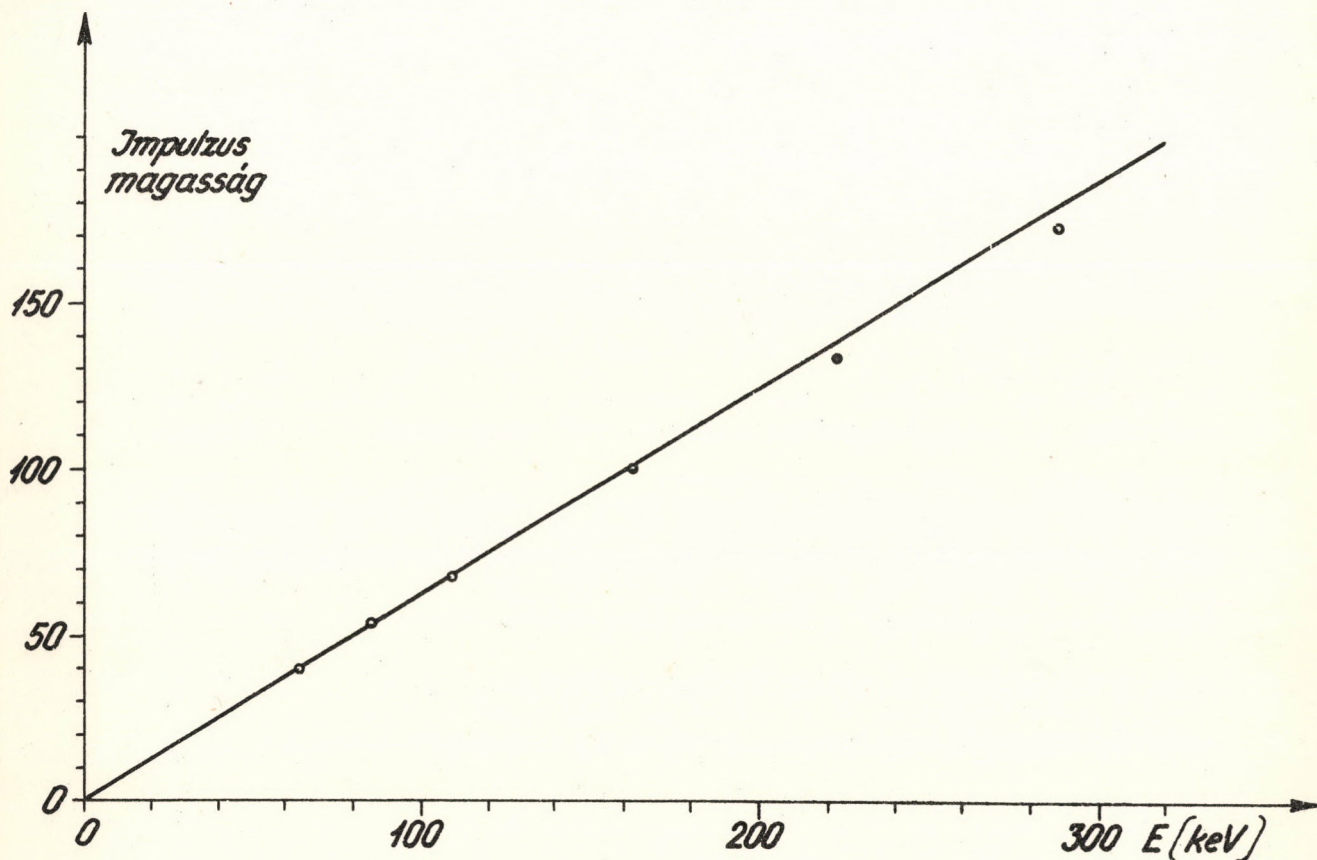
Ez az arány az energia növekedésével romlik, a teljes elnyelési csucs egyre kisebb lesz, míg 300 keV-nél már alig észrevehető (3. ábra). Az energia csökkenésével viszont a csucs mind közelebb kerül a zajhoz, amelynek felső határa 50 keV körül van. Ezek a spektrumok hasonlóak a [8, 9]-ben kapottakhoz. A 110 keV-es csucs félértékszélessége $\Delta E = 24,3 \text{ keV}$, ami a detektor és az elektronika zajából, valamint a mágneses spektrométer szórásából tevődik össze:

$$\Delta E = n_d^2 + n_e^2 + (\Delta E_0)^2$$

Ezek között a legnagyobb a detektor zaja: $n_d = 20,1 \text{ keV}$. A spektrométer szórása $\Delta E_0 = 4,9 \text{ keV}$, míg az elektronika zaja $n_e = 12,7 \text{ keV}$ volt. Minden csucs felvételénél még két közelfekvő generátor vonalat is felvettünk és a csucok helyét mindig a

precíziós higanyrelés impulzusgenerátor skálájához viszonyítva határoztuk meg. Így jelentősen csökkentek a követelmények a rendszer stabilitásával és linearitásával szemben, és lehetővé vált, hogy mindig optimális paraméterek (erősítés, vágás, kifesztés) mellett vegyük fel a spektrumot.

Cs¹³⁷ izotóp K-konverziós csucsával hitelesítve a mágneses spektrométert kalibráltuk a generátor skáláját. Eredményül azt kaptuk (4. ábra), hogy a vizsgált energiatartományban a detektor jeleinek amplitudója gyakorlatilag lineárisan változik a beeső elektronok energiájával. Kis eltérés mutatkozik az egyenestől ott, ahol az elektronok energiája már sokkal nagyobb, mint amennyit a detektor érzékeny rétege teljesen elnyel.

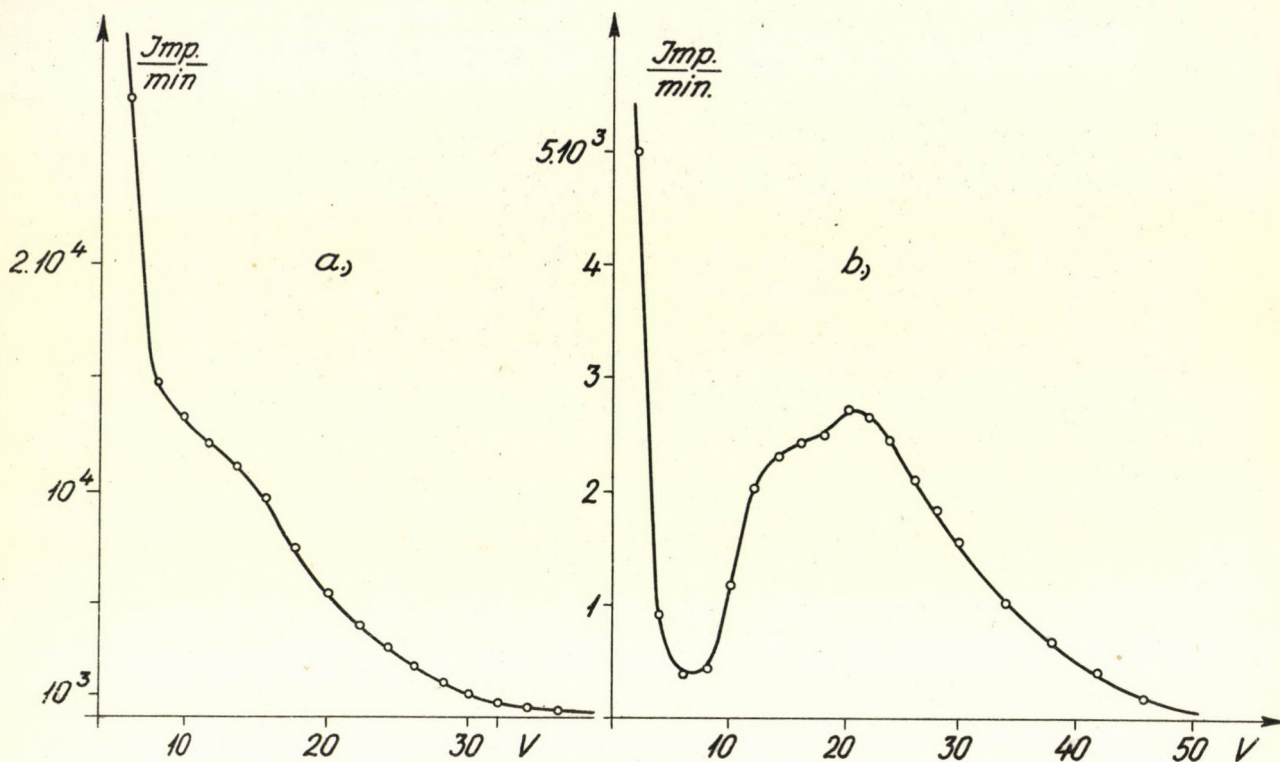


4. ábra. A félvezető detektorból kapott jelek amplitudójának változása a detektált elektronok energiájának függvényében.

Fig. 4. The change of the amplitude of the signals from the semi-conductor detector, as a function of the energy of detected electrons.

Рис. 4. Зависимость амплитуды импульсов полупроводникового детектора от энергии электронов.

Végül külön kis vákuumkamrába helyezve a félvezető detektort, felvettük a Cs¹³⁷ spektrumát. Mivel a Cs¹³⁷ konverziós vonala 624 keV-es, az elektronok energiájuknak csak kis részét adták le a kiüritett rétegben. Ezért, mint az 5.a. ábrán is látható, csak a minimális ionizációs csucs jelentkezik, alig kiemelkedve a zajból. Összehasonlítás céljából az 5.b. ábrán egy kissé vastagabb érzékeny réteggel rendelkező, alacsonyabb zajú detektorral (D657) felvett spektrumot ábrázoltunk. Ennél a detektornál (Drezdában készült, jobb minőségű szilíciumból) a minimális ionizációs csucs külön válik a zajtól. Hasonló spektrumokat találhatunk [8] és [9] cikkekben is.



5. ábra. 624 keV-es elektronok minimális ionizációs csúcsai.
a./ KFKI detektor b./ detektor No D657.

Fig. 5. The peaks of minimal ionisation of 624 keV electrons.
a./ KFKI detector b./ detector No D657.

Рис. 5. Пики минимальной ионизации от электронов с энергией 624 кэВ
а./ детектор КFKI б./ детектор No D657.

Összefoglalás

Vizsgálataink azt mutatják, hogy az egyszerű technikával, alacsony fajlagos ellenállású alapanyagból előállított félvezető detektor jó hatásfokkal alkalmazható mágneses β -spektrométerben.

Az általunk kapott eredmények megegyeznek az irodalomból ismert adatokkal, különösen pedig a Berényi D. és Fényes T. által teljesen azonos körülmények között végzett mérések eredményével.

Önálló spektrométerként való alkalmazáshoz alacsonyabb zajú, vastagabb érzékeny rétegű detektor szükséges.

Ezek a kísérletek egyben sok hasznos tapasztalatot is nyújtottak az elektronikus berendezés továbbfejlesztésével kapcsolatban.

Köszönettel tartozom Dr. Berényi Jánosnak a probléma felvetéséért és a munka közben nyújtott segítségéért, Lakatos Tamásnak az elektronikával kapcsolatos konzultációkért, valamint a KFKI Sugárvédelmi osztályáról Fehér Istvánnak és Deme Sándornak a detektor rendelkezésre bocsátásáért.

Irodalom

- [1] D. Berényi and T. Fényes, Nucl. Instr. and Meth., 27, 122 /1964/.
- [2] Biró J., Deme S., Fehér I., Puskás L., KFKI Közl., 10, 241 /1962/.
- [3] J.L. Blankenship, IRE Trans. Vol. NS-7. Nos. 2-3. /1960/ 190.
- [4] Mahunka I., Lakatos T., Fényes T., ATOMKI Közl., 5, 65 /1963/.
- [5] М. Салау и А. Бегену, АН СССР. сер. физ., 22, 877 /1958/.
- [6] A. Szalay and D. Berényi, Acta Phys. Hung., 10, 57 /1959/.
- [7] D. Berényi and Gy. Máthé, Nucl. Instr. and Meth., 13, 161 /1961/.
- [8] McKenzie J.M. and Ewan G.T., IRE Trans. NS-8. No. 1. /1961/ 50.
- [9] Mayer J.M., Baily N.A. and Dunlap H.L., Conf. on Nucl. Electronics, Ne/179, 180, Belgrad /1961/.



ÁRAMINTEGRÁTOR GYORSÍTÓK IONÁRAMÁNAK MÉRÉSÉHEZ

Schlenk B. - Meskó L.

KIVONAT - ABSTRACT - АННОТАЦИЯ

Gyorsító berendezésekkel végzett magfizikai vizsgálatoknál gyakran szükség van a bombázó részecskék számának meghatározására. Ez a feladat a céltárgyra jutó töltésmennyiség mérésére vezethető vissza. Az alábbi közlemény megadja az ilyen jellegű mérésekre alkalmas berendezés, u.n. áramintegrátor leírását, kapcsolási rajzát, valamint a méréshatár-ra, hitelesítésre, a hitelesítés pontosságára és stabilitására vonatkozó mérési adatokat.

CURRENT INTEGRATOR FOR MEASURING THE ION CURRENT OF ACCELERATORS. In case of nuclear investigation with accelerators it is often needed to determine the number of bombarding particles. This task may be traced back to the measurement of the charge getting to the target. The following report gives the description, the scheme of the equipment the so-called current integrator suitable to such kind of measurements, and the measuring data concerning range, calibration, the accuracy and stability of calibration.

ИНТЕГРАТОР ТОКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКА ИОНОВ УСКОРИТЕЛЕЙ. В ядерных исследованиях с применением ускорителей часто требуется определение числа бомбардирующих частиц. Эту задачу можно свести к измерению падающего на мишень количества заряда. В настоящей статье дается описание пригодного для таких измерений устройства, т.н. интегратора тока, его принципиальная схема и экспериментальные данные о пределах измерений, точности градуировки и стабильности.

Gyorsító berendezésekkel végzett magfizikai méréseknél gyakran felvetődik az az igény, hogy a gyorsítók ionáramát, vagy általánosabban, egy bizonyos idő alatt a céltárgyra jutó töltésmennyiséget pontosan mérni tudjuk. Például, hatáskeresztmetszet méréseknél szükség van a céltárgyra jutó bombázó részecskék számának pontos meghatározására. Ionizált bombázó részecskék esetén ez a feladat töltésmennyiség mérésére vezethető vissza, ugyanis a céltárgyra jutó töltésmennyiséget elosztva az ionizált részecskék töltésével, közvetlenül adódik a bombázó részecskék száma.

A bombázó részecskék számának a meghatározása csak abban az esetben vezethető vissza közvetlen árammérésre, ha a gyorsító ionárama időben állandó. A gyakorlatban azonban ez a feltétel nem szokott teljesülni. Az ionáram a legkülönbözőbb okokból állandóan és rendszertelenül ingadozik, tehát, ha mutatós műszerrel mérjük az ionáramot, az árammérés hibája megengedhetetlenül nagygyá válik. Célszerű ezért olyan mérőberendezést, u.n. áramintegrátort alkalmazni, amelynek segítségével bizonyos időtartam alatt a céltárgyra jutó töltésmennyiséget mérhetjük az ionáram pillanatnyi értékétől függetlenül. Ebben az esetben a bombázó részecskék számának a meghatározása lényegesen nagyobb pontossággal elvégezhető.

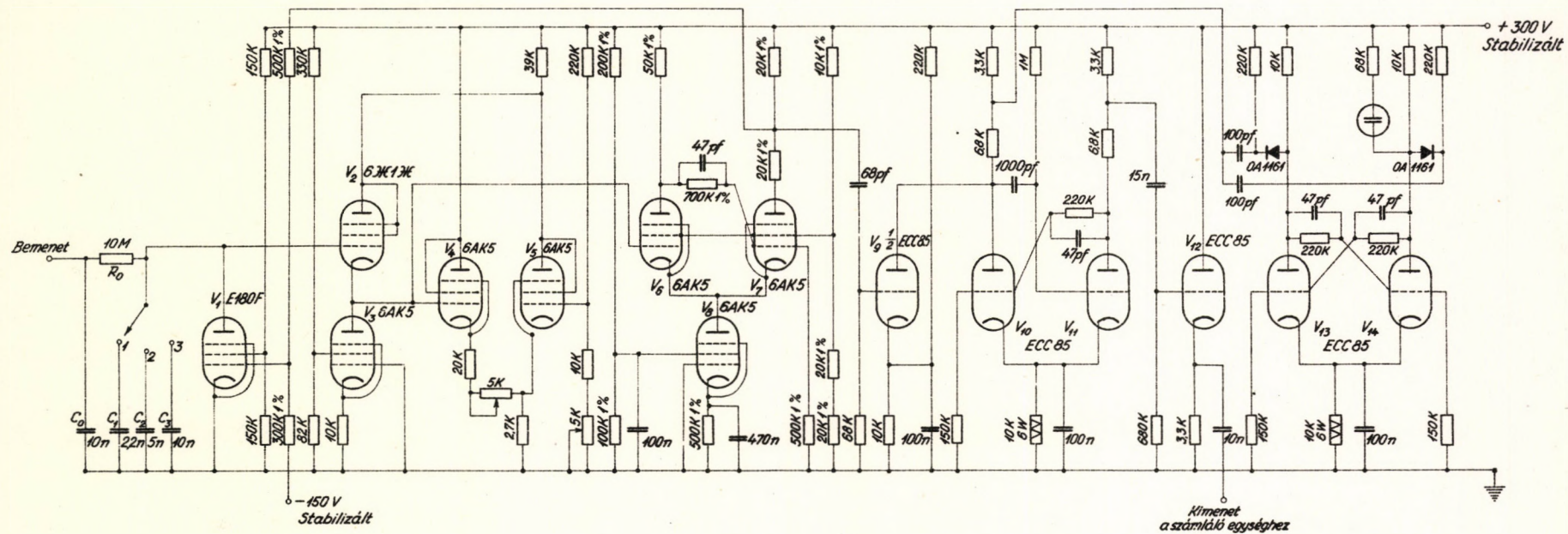
Az alábbiakban megadjuk egy ilyen berendezés leírását és kapcsolási rajzát, valamint a mérési tartományokra és stabilitásra vonatkozó mérési adatokat.

A megépített berendezés működési elve elég egyszerű [1, 2]. A gyorsító ionáramával, amelynek felfogására rendszerint Faraday henger szolgál, egy jó szigetelésű kondenzátort töltünk fel. Amikor a kondenzátor feszültsége egy bizonyos, általunk előre meghatározott feszültség szintet elér, a kondenzátort a feltöltődés idejéhez képest gyorsan egy meghatározott másik feszültség szintre kisütjük. Ezután a folyamat ismétlődik, a kondenzátor megint feltöltődik, ismét kisül, stb. Ha a kondenzátor kapacitása C , a kisütéskor a kapcsain a feszültségváltozás ΔV , akkor két kisütés közötti időtartam alatt a gyorsító ionárama nyilván $Q = C\Delta V$ töltésmennyiséggel töltötte fel a C kapacitást. Azt természetesen biztosítani kell, hogy a céltárgyra jutó összes áram a C kapacitást töltsen, tehát, hogy nem megfelelő szigetelés miatt ne legyenek "elszivárgó" áramok. Ha t idő alatt n alkalommal sül ki a kondenzátor - a kisülések számát egy impulzusszámlálóval számolni tudjuk - akkor ezen t idő alatt a céltárgyra összesen Qn töltésmennyiség érkezett. Itt még feltételeztük azt is, hogy az ionáramot helyesen mérjük, tehát, hogy a céltárgy bombázásakor keletkező szekunder elektronok áramát nem mértük együtt az ionárammal.

A fenti elven működő megépített berendezés kapcsolási rajza látható az 1. ábrán. A gyorsító ionárama a különböző méréshatároknak megfelelően a C_1 , C_2 , C_3 kondenzátorok egyikét tölti. A feltöltődő kondenzátorral párhuzamosan kapcsolt V_1 kisütő cső a töltődés időtartama alatt teljesen le van zárva. Ugyanakkor a feltöltődő kondenzátoron lévő feszültség közvetlen csatolással a V_2 , V_3 , V_4 és V_5 csövekből álló, igen nagy bemenő impedanciával rendelkező katódkövető erősítő fokozat rácsára jut. A nagy bemenő impedancia azért lényeges, hogy ez a fokozat csak elhanyagolható mértékben terhelje a kis értékű C_i kapacitásokat. A tulajdonképpeni katódkövető erősítő V_2 és V_3 csövekből áll, ahol V_3 állandó áramu pentóda V_2 dinamikus katódelLENállása. Az adott beállításban V_2 rácsárama néhányszor 10^{-10} A. A V_4 és V_5 csövek differenciálerősítőt képeznek egyszeres erősítéssel. Ez a differenciál erősítő biztosítja, hogy a V_2 cső a bemenő feszültségtől függetlenül mindig ugyanazon a munkaponton dolgozzon. Ugyanis, ha V_2 rácsán és egyidejűleg a katódján is megváltozik a feszültség a C_i kondenzátor feltöltődése miatt, a differenciálerősítő egyszeres erősítése révén pontosan úgy változik a feszültség V_2 anódján is, tehát V_2 állandó anód - katód feszültséggel dolgozik.

A katódkövető fokozat kimenő feszültsége vezérli a V_6 , V_7 és V_8 csövekből álló Schmitt-féle billenőkört. Mint ismeretes, ennek az áramkörnek az a tulajdonsága, hogy ha a V_6 cső rácsfeszültsége egy jól meghatározott feszültségértéket elér, a rendszer átbillen, a lezárt V_6 cső kinyit, a vezető V_7 cső lezár. A rendszer mindaddig átbillenve marad, amíg a V_6 cső rácsfeszültsége egy másik, ugyancsak jól meghatározott, az előbbinél alacsonyabb feszültségérték alá nem csökken. Az átbillenéshez és a visszabillenéshez szükséges feszültségértékek különbsége az áramkör hiszterézise. Ennek nagysága a V_6 cső anódelLENállásának a változtatásával viszonylag tág határok között beállítható. A kapcsolási rajzon megadott beállításban a hiszterézis nagysága kb. 60 Volt.

Nyugalmi állapotban, mint már említettük, a V_7 cső vezet. Ennek az anódjáról egy egyenáramú osztólánccal csatlakozunk a V_1 kisütő cső rácsára. Az osztólánc értéke úgy van megválasztva, hogy a V_1 rácsán levő egyenfeszültség biztosan lezárva tartsa a csövet. Amikor az ionárammal töltődő C_i kondenzátor feszültsége a megfelelő feszültségértéket eléri, a Schmitt-kör átbillen, tehát V_7 anódján és egyúttal V_1 rá-



1. ábra. Az áramintegrátor kapcsolási rajza.

Fig. 1. Scheme of the current integrator.

Рис. 1. Принципиальная схема интегратора тока.

csán felugrik a feszültség, az eddig lezárt V_1 cső kinyit és gyorsan kezdi kisütni a feltöltött C_i kondenzátort. A kondenzátoron a feszültség hirtelen csökken, és amikor eléri a Schmitt kör visszabillenéséhez szükséges feszültségértéket, a rendszer visszabillen, V_1 anódján gyorsan lecsökken a feszültség és a V_1 cső ismét lezár. A fenti folyamat a továbbiakban az ionáram erősségének megfelelő gyakorisággal ismétlődik. Méréseink alapján a C_i kondenzátorok kisütéséhez szükséges idő még a legnagyobb méréshatáron sem nagyobb 500 μsec -nál. Ez az idő természetesen az árammérésre vonatkozólag holt időnek tekinthető. Ha egy százaléknál pontosabban akarunk áramot mérni, akkor a maximálisan megengedhető integrátor impulzusszám nem lehet nagyobb, mint 2000 imp/sec (állandó ionáram esetén).

A Schmitt kör minden egyes átbillenésekor V_1 anódjáról egy-egy impulzus kerül a V_9 meghajtó cső rácsára, amely a V_{10} és V_{11} csövekből álló monostabil multivibrátort triggereli. Ennek a multivibrátornak az egyik anódjáról levett pozitív impulzusok a V_{12} katódkövető fokozat közvetítésével hosszabb kábelén keresztül jutnak el az impulzusszámláló egységhez. Az egész berendezés két részre választása azért indokolt, mert az "elszivárgó áramok" csökkentése céljából a bemenő fokozatot a lehető legrövidebb kábelrel kell csatlakoztatni az ionáramot felfogó Faraday hengerhez, viszont a gyorsítóknál jelenlévő sugárveszély miatt a mérés egy másik távolabb lévő helyiségben történik. (Számológép indítása, leolvasása, stb.)

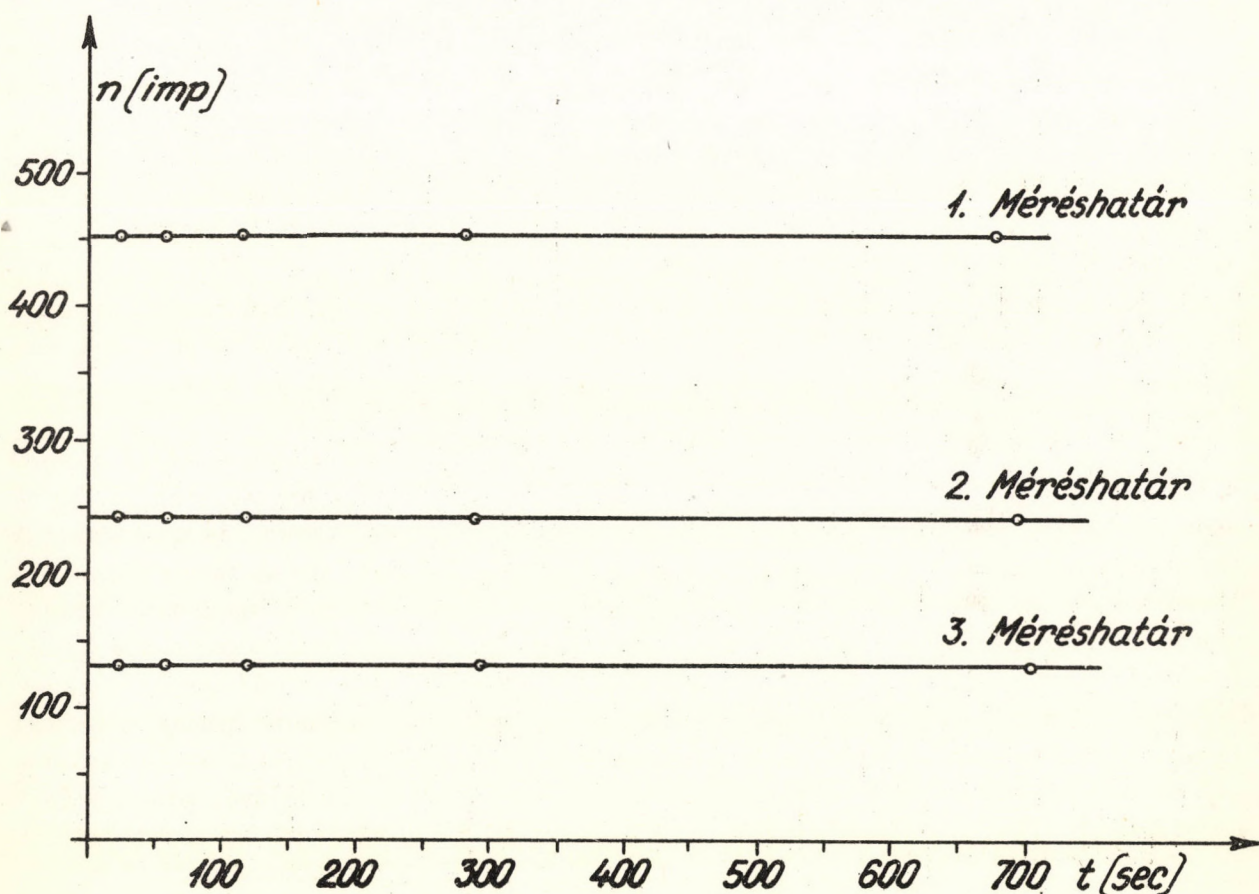
A V_{13} és V_{14} csövekből álló közönséges bistabil multivibrátornak csupán az a szerepe, hogy az egyik anódkörben lévő glimm jelzőlámpa villogása révén vizuálisan jelezze az egész berendezés működését ill. az ionáram jelenlétét, akkor is, ha az áramintegrátor számláló egysége egy másik helyiségben van elhelyezve.

A különböző C_1 , C_2 , C_3 kondenzátoroknak megfelelő méréshatárok megállapítása hitelesítés révén történhet. Erre a célra általában két módszer használatos. Az egyik módszer szerint ismert erősségű áramot engedünk át az integrátoron, és megszámláljuk egy bizonyos időtartamra eső integrátor impulzusoknak a számát. Ha az integrátoron átfolyó átlagos áramerősség értéke I , és t idő alatt az integrátor n impulzust számolt, akkor az integrátor állandója $\alpha = It/n = Q/n$. Ez az α állandó tehát megadja azt a töltésmennyiséget, amely egy integrátor impulzusnak megfelel. Ennél a módszernél némi nehézséget jelent az I átlagos áram meghatározása. Rendszerint ugyanis néhány száz volt feszültségű áramforrásból korlátozó ellenállásokon keresztül vezetjük a hitelesítő áramot az integrátorba. Ez az áram azonban a C_i kondenzátoron létrejövő, mintegy 60 V nagyságrendű feszültség-ingadozás miatt nem állandó. Célszerű ezért az áramingadozás periódusidejéhez képest nagy időállandójú, nagy tehetetlenségű galvanométert alkalmazni a hitelesítő áram mérésére. Ebben az esetben a galvanométer az I átlagos áramértéket mutatja. Ha megfelelően nagy időállandójú galvanométer nem áll rendelkezésre, az áramingadozások amplitudóját igen jelentős mértékben lecsökkenthetjük, ha a hitelesítő áramot szolgáltató áramforrás feszültségét néhány ezer voltra növeljük. Ebben az esetben az integrátorba folyó hitelesítő áramot elsősorban a néhány ezer voltos telepfeszültség és a korlátozó ellenállások határozzák meg, és a C_i kondenzátoron létrejövő kb. 60 V-os feszültség változás hatásától eltekinthetünk.

Egy másik lehetőség az integrátor hitelesítésére a következő: Egy ismert nagyságú C kapacitást feltöltünk V_1 feszültségre. Kapcsoló segítségével ezt a feltöltött kondenzátort korlátozó ellenállásokon keresztül csatlakoztatjuk az áramintegrátor bemenetére. Az integrátoron átfolyó és a korlátozó ellenállások által meghatározott árammal a C kapacitást kisütjük V_2 feszültség értékre. A $V_1 - V_2$ feszültség vál-

tozásnak megfelel $Q = C\Delta V$ töltésmennyiség, mely áthaladt az integrátoron. Ha ezen töltésmennyiség hatására az integrátor n impulzust szolgáltatott, akkor az integrátor állandója $\alpha = C\Delta V/n$.

Az általunk megépített integrátor hitelesítését ezen utóbbi vázolt elv alapján végeztük. A hitelesítéshez stiroflex szigetelésű, igen kis belső átvezetésű, $0,5763 \mu\text{F}$ értékű, egytized százalék pontossággal bemért kondenzátort használtunk. 24 óra alatt a 300 V feszültségre feltöltött kondenzátoron a belső és külső átvezetések következtében fellépő feszültség csökkenés nem haladta meg a 3 V -ot. Ez az átvezetés számunkra teljesen elfogadhatónak bizonyult. A hitelesítő kondenzátoron lévő feszültséget, illetve a ΔV feszültség változást elektrosztatikus voltmérővel mértük. ($\Delta V = 300 - 200 = 100 \text{ V}$.)



2. ábra. $Q = C\Delta V$ töltésmennyiséghez tartozó integrátorimpulzusok száma a kisütési idő függvényében.

Fig. 2. The number of integrator-impulses belonging to the charge $Q = C\Delta V$ as a function of discharge time.

Рис. 2. Зависимость числа импульсов интегратора, соответствующих количеству заряда $Q = C\Delta V$, от времени разряда.

A hitelesítő mérések során megvizsgáltuk, hogy a $Q = C\Delta V$ töltésmennyiségnek megfelelő integrátor impulzusszám mennyiben független a C kondenzátor adott feszültségszintre történő kisütésének az időtartamától, tehát az átlagos kisütő áramtól. A $C\Delta V/t$ átlagos kisütő áramerősség értéket a korlátozó ellenállások segítségével vál-

toztattuk. A kapott mérési eredményeink a 2. ábrán láthatók. A vízszintes tengelyre a ΔV töltésmennyiség kisütéséhez szükséges időt mértük fel, a függőleges tengelyre pedig a kapott integrátor impulzusszámokat a különböző méréshatároknak megfelelően. A fenti mérések alapján megállapítható volt, hogy a vizsgált tartományban az egyes méréshatároknak megfelelő integrátor impulzusszámok függetlenek a kisütés időtartamától. Az egyes mérési pontok között jelentkező, átlagosan 0,2 % nagyságrendű szórás statisztikus jellegű és elsősorban a $\Delta V = 100$ V feszültség változás mérésének a pontatlanságára vezethető vissza.

Méréseink alapján az egyes méréshatároknak megfelelő integrátor állandók értékeire a következő eredmények adódtak: $\alpha_1 = 0,13 \mu\text{Cb}/\text{imp}$, $\alpha_2 = 0,24 \mu\text{Cb}/\text{imp}$, $\alpha_3 = 0,44 \mu\text{Cb}/\text{imp}$. Ezen mért mennyiségek hibáját kb. egy százalékra becsüljük.

A hitelesítéssel kapcsolatban meg kell emlékeznünk az integrátor közvetlen bemenetéhez elhelyezett C_0 kapacitás és R_0 ellenállás szerepéről (Ld. 1. ábra). Az R_0 ellenállás elsősorban azt a célt szolgálja, hogy az integrátor hitelesítését függetlenné tegye a céltárgy és a céltárgyat az integrátorral összekötő kábel kapacitásától. Ezen szórt kapacitások és C_0 kapacitása egyébként nem befolyásolják az integrátor hitelesítését. C_0 szerepe az, hogy csökkentse a céltárgypotenciál ingadozásait.

Méréseink során megvizsgáltuk a berendezés hosszabb időtartamra vonatkozó stabilitását is. Azt találtuk, hogy két hét időtartama alatt a hitelesítési értékek mintegy 0,3 százalékkal változtak.

Befejezésül ez uton is szeretnénk köszönetet mondani Dr. Szalay Sándor professzor urnak munkánk iránt tanúsított érdeklődéséért, továbbá Toka Gyula elektroműszerésznek a megépített berendezés gondos és szép kivitelezéséért.

Irodalom

- [1] W.C. Elmore and M. Sands, Electronics. McGraw-Hill. 1949. p. 405.
- [2] M.J. Poole, Journal of Scientific Instruments, 28, 113 /1951/.

SPECIÁLIS PERMANENS MÁGNESES BÉTA-SPEKTROGRÁF-CSOPORT KARAKTERISZTIKÁI

Illés F. - Berényi D.

KIVONAT - ABSTRACT - АННОТАЦИЯ

Két egységből álló permanens mágneses béta-spektrográf-csoport fő konstrukciós adatai. Kísérleti módszer a spektrográfok mágneses karakterisztikáinak meghatározására. Mágneses és energia-karakterisztikák.

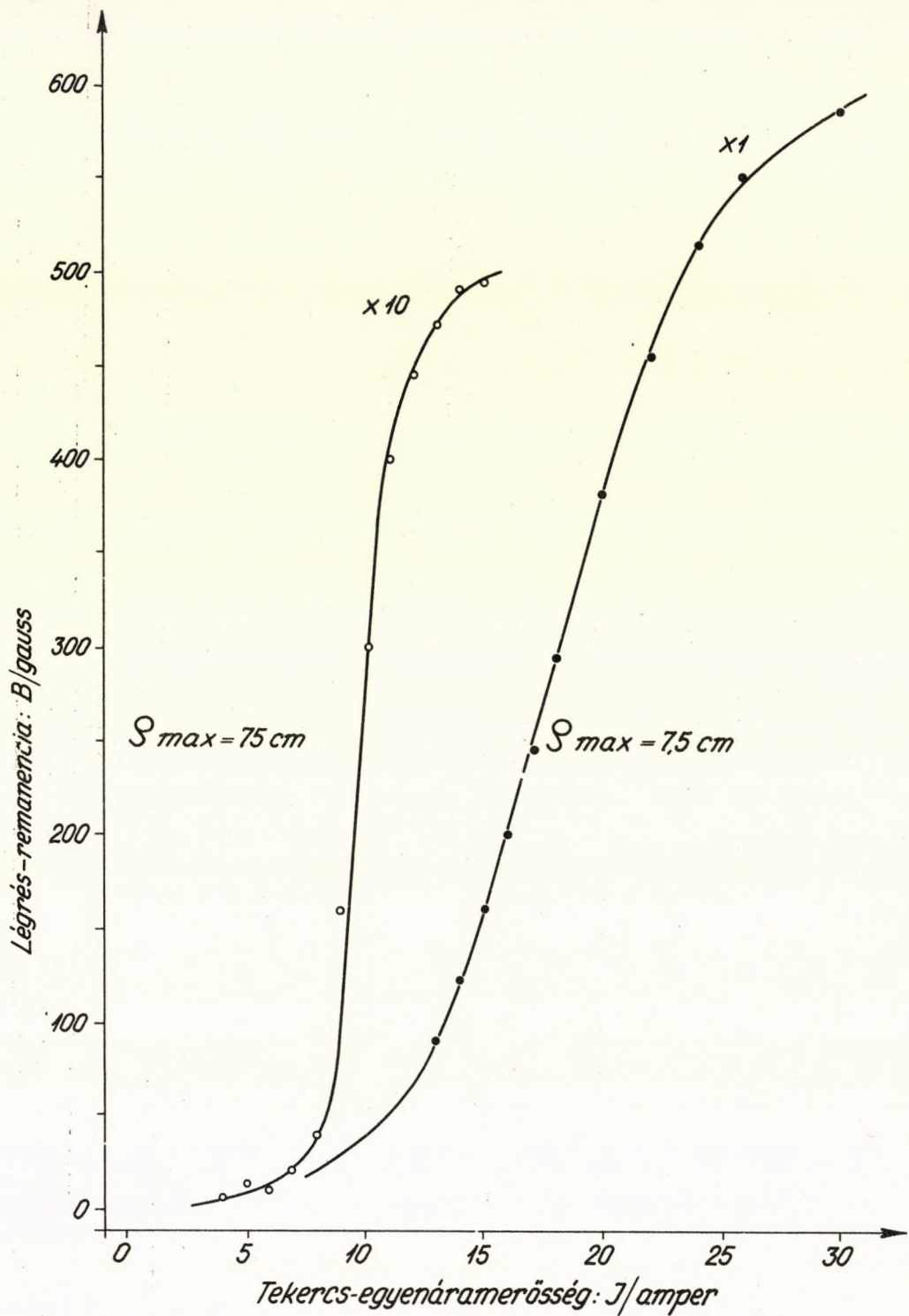
THE CHARACTERISTICS OF A SPECIAL PERMANENT MAGNETIC BETA RAY SPECTROGRAPH SET. The main constructional data of a permanent magnetic beta ray spectrograph set consisting of two units. An Experimental method to determine the magnetic characteristics of the spectrographs. The magnetic and energy characteristics.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕЦИАЛЬНОЙ ГРУППЫ МАГНИТНЫХ БЕТА-СПЕКТРОГРАФОВ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ. Сообщаются главные конструкционные данные группы магнитных спектрографов с постоянными магнитами, состоящей из двух частей. Описывается экспериментальный метод для определения магнитных характеристик спектрографа. Даются магнитные и энергетические характеристики.

A permanens mágneses béta-spektrográf - amelynek működése a homogén magnetosztatikus terű félkörfókuszálás klasszikus elvén alapul - főleg Ellis [1] és Slätis [2] munkássága által a magspektroszkópia egyik alapvető műszerévé vált. Az utóbbi években a mágneses kör konstrukciójának fejlesztése különösen két vonatkozásban vezetett figyelemre méltó eredményre. Egyrészt megjelentek a nagyméretű ($\rho_{\max.}$: 40-50 cm) béta-spektrográfok [3] - ez a precíziós feloldású spektroszkópok iránti szükséglettel függ össze. Másrészt Slätis spektrográf-csoportot épített [4]; példája nyomán más intézetekben^{1/} is létesült hasonló berendezés.

Intézetünkben egy nagyméretű speciális béta-spektrográf, az un. *Sáv-spektrográf* [5] épült. Ennek maximális görbületi sugara 75 cm. A pólus-pofák alakja fél-kör-gyűrű, melynek effektív szélessége - a munkasáv - 15 cm. (Igy a $\rho_{\min.}$ = 60 cm-től $\rho_{\max.}$ = 75 cm-ig terjedő tartományban lehet méréseket végezni.) A légrés 4 cm. A zárt járom követi a pólus-pofák alakját. A technikai kivitelezés után a Sáv-spektrográf jelenleg fizikai jusztirozás alatt van.

^{1/} Pl. az Orsay-i Magspektroszkópiái Központban (Franciaország) és a Berkeley-i Kalifornia-egyetemen (Egyesült Államok).



1. Ábra. A Sáv-spektrográf (o) és a Spektrográf-bébi (•) mágneses karakterisztikái. (A jeztelt pontok több független mérés átlagai.)

FIG. 1. The magnetic characteristics of the band spectrograph (o) and the "spectrograph baby" (•). (The marked points represent the mean of several independent measurements.)

Рис. 1. Магнитные характеристики полосного (o) и маленького (•) спектрографов. (Изображенные точки представляют средние значения нескольких независимых измерений.)

A Sáv-spektrográf kifejlesztése során nyilvánvalóvá vált egy kisméretű, hagyományos típusú béta-spektrográf létesítésének szükségessége is. Ez a berendezés, az ún. *Spektrográf-bébi* [6] nemcsak bizonyos konstrukciós problémák megoldásával kapcsolatban fontos, hanem a kutatási feladatok megoldása során az önálló alkalmazási lehetőségeken túlmenően a Sáv-spektrográfnak is lényeges tartozéka lesz. A két spektrográf együtt egy kéttagú béta-spektrográf-csoportot képez. A Spektrográf-bébi maximális munkasugara 7,5 cm. Pólus-pofáinak felülete $13 \times 18 \text{ cm}^2$, légrése 2,5 cm. A járom U-alaku.

Mindkét spektrográfban a pólus-pofák alkotják a vízszintes helyzetű vákuumkamra alap- és fedőlapját. (A kazetta olyan elrendezésben tartalmazza a forrástartót, a diafragmát és a filmtartót, hogy az utóbbi kettő van egy síkban: Rutherford-Robinson-féle montírozás.) A munkatérrel gerjesztő kis permanens mágneshasábok közvetlenül a felső pofára vannak helyezve és közös mágnesező tekercsel vannak körülvéve. A permanens mágnesek tetejéhez a járom felső része illeszkedik. A pólus-pofák anyaga "Fermax"-lággyvas (Csepel Vas- és Fémművek, Bp.), a jármoké pedig közönséges lággyvas. A permanens mágnesdarabok "Alnico-5"^{2/}-ötvözetből készültek. Jelenleg a Sáv-spektrográfban 50 db ($13 \times 33 \times 37 \text{ mm}^3$ méretű), a Spektrográf-bébiben pedig 10 db ($13 \times 33 \times 37,5 \text{ mm}^3$ méretű) van.

A permanens mágneses típusú béta-spektrográfoknál is szükséges a mágneses térerősség változtatása: egyrészt a munkatér mágnesezettségének gyors stabilitását biztosító Slätis-féle mágnesezési eljárás [4] alkalmazása céljából mind spektrográf-csoport, mind egyedi spektrográfok esetén; másrészt az utóbbi esetben a stabilizálандó térerősséget is gyakrabban kell változtatni (így ekkor a stabilizáló eljárás is nagyobb jelentőségű). Mint ismeretes, a térerősség változtatása célszerűen a permanens mágneseket körülvéző mágnesező tekercsel történik. Azonban a feladat *kvantitatív* megoldásához a tekercs-egyenáramerősség és a légrés-remanencia közötti *egyértelmű* összefüggés ismerete szükséges. Ez a permanens mágneses béta-spektrográfok *mágneses karakterisztikájának* nevezhető. Ehhez hasonló görbét először *Cockroft* és munkatársai közöltek [1].

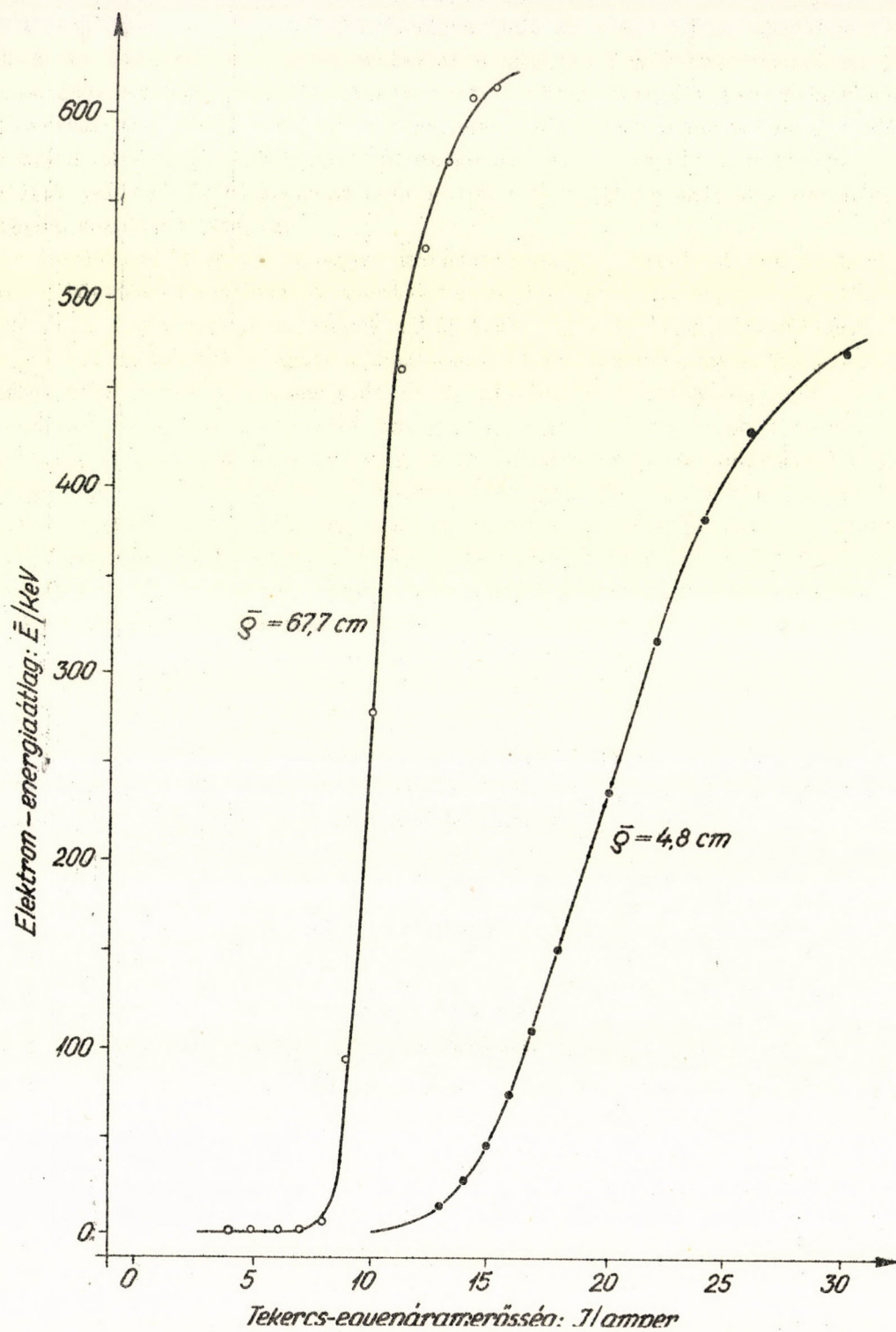
A karakterisztika elméleti meghatározása reménytelenül bonyolult feladat. *Kísérleti* módszerünk lényege: a légrés-remanencia mérése a gerjesztő tekercs felmágnesező egyenáramának függvényeként. A függvény egyértékűségét veszélyeztető hiszterézis a munkatér minden egyes mérés utáni lemágnesezéssel kiküszöbölhető. (Az önindukció esetleges zavaró hatásának elkerülése céljából az áramerősség változtatásokat aránylag lassan kell végezni.) Nyilvánvaló, hogy a mágneses karakterisztika *nem* azonos a spektrográf mágnesezési görbéjével (bár egyszerű kapcsolatban van a mágnesezési null-görbével).

Az 1. ábrán látható a spektrográfok mágneses karakterisztikája.

A munkatérbeli remanenciát fluxmetrikusan mértük, $\text{Th}(B+C+C'')$ -készítmény konverziós vonalai alapján határozva meg a mérőtekercs hitelesítéséhez a Spektrográf-bébiben előállított referencia-térerősséget. A lemágnesezést a Sáv-spektrográf esetében egyenárammal, a Spektrográf-bébinnél pedig váltóárammal végeztük.

A gyakorlati alkalmazás megkönnyítése végett célszerű áttérni a mágneses karakterisztikából egyszerűen képezhető *energia-karakterisztika* használatára. Ez utóbbi

^{2/} Kőbányai Vas- és Acélöntőde, Bp.



2. ábra. A Sávpektrográf (o) és a Spektrográf-bébi (•) közepes energia-karakterisztikái.

Fig. 2. The average energy-characteristics of the band spectrograph (o) and the "spectrograph baby" (•)

Рис. 2. Средние энергетические характеристики полосного (o) маленького (•) спектрографов.

a befókuszálható elektronok energiájának a tekercs-egyenáramerősség függvényeként ábrázolt grafikonja (paraméter a görbületei sugár).

A spektrográfok közepes energia-karakterisztikája a 2. ábrán látható.

Irodalom

- [1] Cockroft, J.D. - Ellis, C.D. - Kershaw, H.: Proc. Roy. Soc., A-135, 628 /1932/.
- [2] Slätis, H.: Ark. Fys., 6, 415 /1953/.
- [3] Mladjenović, M.: Bull. "B. Kidrich" Inst., 6, 53 /1956/.
- Niewodniczański, H.: Beta-ray spectrometers of Cracow Institute of Nuclear Physics; előadás a balatonöszödi nemzetközi kis energiájú magfizikai kollokviumon, 1960 (publikálatlan).
- Балодис, М.К. - Осис, Н.Л.; - Прокофьев, П.Т.: Радиоактивные излучения и методы их исследования. (отв. ред. Л.Л. Пелекис), Изд. АН-ЛССР, Рига, 1961, ст. 135.
- [4] Slätis, H.: Nucl. Instr., 2, 332 /1958/.
- [5] Berényi D. - Illés F.: ATOMKI Közl., 3, 83 /1961/.
- Illés F. - Berényi D. : ATOMKI Közl., 3, 91 /1961/.
- Schadek J. - Berényi D. - Illés F.: ATOMKI Közl., 3, 105 /1961/.
- [6] Illés F. - Berényi D. - Schadek J.: ATOMKI Közl., közlés alatt.

Kiadja a
Magyar Tudományos Akadémia
Atommag Kutató Intézete
D e b r e c e n
A kiadásért és szerkesztésért felelős
Szalay Sándor az Intézet igazgatója
Készült az Intézet "Zetaprinton" típusu
sokszorosító gépén "Rotaprint" eljárással.
Foto és nyomdatechnikai kivitelező
Vencsellei István

Példányszám: 300.
1964/6.

MTA Könyvtára
Periodika 836 19 65 sz.

20 208

